# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 17 AVRIL 1950.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE JAVILLIER.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
### DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **PRÉSIDENT** souhaite la bienvenue à MM. **STEPHEN TIMOSHENKO**, Correspondant de l'Académie des Sciences, et **RAYMOND COUTREZ**, Astronome à l'Observatoire Royal de Belgique, qui assistent à la séance.

HISTOIRE DES SCIENCES. — *Le centenaire de la découverte de la fonction glycogénique.* Note de M. **LÉON BINET**.

Il y a exactement un siècle, Claude Bernard fit, à l'Académie des Sciences, une Communication fondamentale *sur une nouvelle fonction du foie chez l'Homme et les animaux*. Il convient, je pense, de se pencher sur le texte de son travail princeps.

Dans ce travail, écrit-il, je viens démontrer expérimentalement :

1° *Que la présence du sucre dans l'organisme animal est un fait constant et indispensable dans l'accomplissement régulier des phénomènes nutritifs.*

2° *Je prouve que la présence de la matière sucrée chez les animaux n'est point*

*liée à une alimentation déterminée et qu'elle est produite dans le foie par une fonction spéciale de cet organe.*

3° *J'indique enfin, les principaux caractères de cette formation du sucre dans le foie et je montre qu'elle est sous la dépendance du système nerveux.*

Nous présenterons une photographie de la Note manuscrite de cette Communication capitale que fit en 1850 sur l'hépato-glycogénèse l'éminent physiologiste.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Remarques complémentaires sur la structure complexe des particules de spin* 1. Note de M. **Louis de Broglie**.

Reprenant les idées émises dans une Note récente, l'auteur précise comment, si l'on admet qu'une particule de spin 1 est formée de deux constituants de spin 1/2, doit s'opérer le transport des propriétés de spin sur le mouvement du centre de gravité de la particule. On peut ainsi interpréter, en accord avec les conclusions d'une Note plus ancienne, la forme que prend la densité de probabilité de présence pour une particule de spin 1.

Dans une Note récente ([1]) nous avons montré avec M[me] M. A. Tonnelat comment on pouvait considérer une particule de spin 1 comme complexe et formée de deux constituants de spin 1/2. Nous voulons ici préciser certains points de notre démonstration et, de plus, montrer, comme nous avions déjà tenté de le faire dans une Note publiée en 1936 sur ce sujet ([2]), que l'on peut par cette voie parvenir à interpréter la forme de la probabilité de présence dans la théorie de la particule de spin 1.

Nous reprenons les notations employées dans notre dernière Note. Nous avons vu que l'on trouvait pour la particule de spin 1, avec l'hypothèse faite sur sa structure complexe, une série d'états internes quantifiés de spin total zéro (états pseudo-scalaires) et une autre série d'états quantifiés de spin 1 (états vectoriels) : chacun de ces derniers se décompose en trois solutions indépendantes correspondant d'après leur forme à des doublets dont l'axe est respectivement dirigé sur les axes des variables relatives $o\xi_0$, $o\eta_0$, $o\zeta_0$ et l'on peut former trois combinaisons linéaires indépendantes de ces trois solutions pour lesquelles la composante du spin suivant $oz$ a la valeur 1, 0 ou —1 (en unité $h/2\pi$). Nous porterons exclusivement notre attention sur les états normaux, c'est-à-dire sur ceux qui, dans la série des états vectoriels comme dans celle des états pseudo-scalaires, correspondent à la plus petite valeur propre. Il y aura une certaine valeur de la masse propre de la particule pour l'état pseudo-scalaire normal et une autre, généralement différente, pour les états vectoriels normaux.

Pour opérer le transport du spin sur le centre de gravité, nous sommes partis

---

([1]) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1329.
([2]) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 473.

de la remarque que, d'après les résultats connus de la Mécanique ondulatoire du photon pour une onde plane monochromatique décrivant le mouvement rectiligne et uniforme de la particule complexe, il y a quatre indices privilégiés $\underline{i}\underline{k}$ tels que les composantes $\Phi^{(0)}_{\underline{i}\underline{k}}(t_0)$ de cette onde dans le système propre soient les seules à être différentes de zéro (quand on prend l'axe des $z$ dans la direction de propagation). Dans la représentation adoptée par nous pour les $\alpha$ de Dirac, l'indice $\underline{i}$ peut prendre les valeurs 3 et 4, l'indice $\underline{k}$ les valeurs 1 et 2. Nous avons fait correspondre les paires d'indices $\underline{i}\underline{k}$ aux fonctions propres des états internes normaux, mais il se présente ici une petite complication que nous avons omise dans notre dernière Note. En effet, tandis que les deux états vectoriels dont les composantes de spin le long de $oz$ sont égales à $\pm 1$ correspondent respectivement aux valeurs $\underline{i}=3$, $\underline{k}=1$ et $\underline{i}=4$, $\underline{k}=2$, l'état pseudo-scalaire et le troisième état vectoriel correspondent à la fois aux indices $\underline{i}=4$, $\underline{k}=2$ et $\underline{i}=3$, $\underline{k}=1$, de sorte qu'il faut former des combinaisons linéaires de leurs fonctions d'onde pour obtenir une correspondance univoque avec les deux paires d'indices.

Pour préciser ce point, désignons par $\varphi^{(0)}_{0,0}$, $\varphi^{(0)}_{1,1}$, $\varphi^{(0)}_{1,0}$ et $\varphi^{(0)}_{1,-1}$ les fonctions d'onde qui correspondent respectivement à l'état pseudo-scalaire normal et aux trois états vectoriels normaux. Ces fonctions sont orthogonales et nous les normerons de façon que leur norme soit égale à $1/|\Delta|$, $\Delta$ étant le déterminant Jacobien $D(x_1 \ldots z_2)/D(XYZ\xi\eta\zeta)$. Nous définirons alors les 4 fonctions

$$(1) \qquad \varphi^{(0)}_{\underline{4}\underline{1}} = \varphi^{(0)}_{1,1}, \qquad \varphi^{(0)}_{\underline{3}\underline{2}} = \varphi^{(0)}_{1,-1}, \qquad \varphi^{(0)}_{\underline{4}\underline{2}} = \frac{\varphi^{(0)}_{1,0} + \varphi^{(0)}_{0,0}}{\sqrt{2}}, \qquad \varphi^{(0)}_{\underline{3}\underline{1}} = \frac{\varphi^{(0)}_{1,0} - \varphi^{(0)}_{0,0}}{\sqrt{2}}.$$

et nous aurons (avec $d\tau_0 = d\xi_0\, d\eta_0\, d\zeta_0$)

$$(2) \qquad \int \sum_{rs} (\varphi^{(0)}_{\underline{i}\underline{k}})^*_{rs} (\varphi^{(0)}_{\underline{j}\underline{l}})_{rs}\, d\tau_0 = \frac{1}{|\Delta|}\, \delta_{\underline{i}\underline{j}}\, \delta_{\underline{k}\underline{l}}.$$

Les états vectoriels ayant une masse propre $M^{(V)}_0$ et l'état pseudo-scalaire ayant une masse propre $M^{(S)}_0$, nous aurons à distinguer le facteur de phase des états vectoriels $P_V = e^{2\pi i/h(M^{(V)}_0 c^2 t_0)}$ et celui de l'état pseudo-scalaire $P_S = e^{2\pi i/h(M^{(S)}_0 c^2 t_0)}$. Une comparaison avec les formules de la Mécanique ondulatoire du photon ([3]) montre que l'on doit ici poser pour la fonction d'onde de la particule complexe dans le système propre

$$(3) \qquad \Psi^{(0)}(\xi_0 \eta_0 \zeta_0 t_0) = \left[ c^{(0)}_{41}\varphi^{(0)}_{1,1} + c^{(0)}_{32}\varphi^{(0)}_{1,-1} + \frac{c^{(0)}_{42} + c^{(0)}_{31}}{\sqrt{2}}\varphi^{(0)}_{1,0} \right] P_V + \frac{c^{(0)}_{42} - c^{(0)}_{31}}{\sqrt{2}}\varphi^{(0)}_{0,0} P_S.$$

La fonction d'onde $\Phi^{(0)}$ du centre de gravité dans le système propre sera définie

---

([3]) *Voir* Louis de Broglie, *Une nouvelle théorie de la Lumière*, 1, p. 168, équ. (47).

par la formule

$$\Phi^{(0)}_{\underline{ik}} = \frac{1}{|\Delta|}\int \varphi^{(0)*}_{\underline{ik}}\,\Psi^{(0)}\,d\tau_0 \tag{4}$$

ce qui nous donne

$$\left\{\begin{array}{l} \Phi^{(0)}_{41} = a^{(0)}_{41}P_V, \quad \Phi^{(0)}_{32} = a^{(0)}_{32}P_V, \quad \Phi^{(0)}_{42} = (a^{(0)}_{42})_V P_V + (a^{(0)}_{42})_S P_S, \\ \Phi^{(0)}_{31} = (a^{(0)}_{31})_V P_V + (a^{(0)}_{31})_S P_S, \end{array}\right. \tag{5}$$

avec

$$\left\{\begin{array}{l} a^{(0)}_{41} = c^{(0)}_{41}, \quad a^{(0)}_{32} = c^{(0)}_{32}, \quad (a^{(0)}_{42})_V = \dfrac{c^{(0)}_{42} + c^{(0)}_{31}}{2}, \quad (a^{(0)}_{42})_S = \dfrac{c^{(0)}_{42} - c^{(0)}_{31}}{2}, \\ (a^{(0)}_{31})_V = \dfrac{c^{(0)}_{42} + c^{(0)}_{31}}{2} = (a^{(0)}_{42})_V, \quad (a^{(0)}_{31})_S = -\dfrac{c^{(0)}_{42} - c^{(0)}_{31}}{2} = -(a^{(0)}_{42})_S. \end{array}\right. \tag{6}$$

Ces formules réalisent correctement le transport du spin sur le centre de gravité, car, en faisant une transformation de Lorentz avec vitesse relative le long de $oz$, on retrouve les valeurs des $\Phi_{rs}$ de la théorie générale des particules de spin 1, compte tenu de la différence des masses $M_0^{(V)}$ et $M_0^{(S)}$.

Nous voudrions maintenant montrer que les idées précédentes expliquent pourquoi, dans la théorie de la particule de spin 1, la densité de probabilité de présence dans le cas d'une onde plane monochromatique correspondant à une vitesse $\beta c$ de la particule a la forme $\sum_{rs}|\Phi_{rs}|^2\sqrt{1-\beta^2}$. En effet, il est évident que la quantité $\sum_{rs}|\Psi_{rs}|^2\,dx_1\,dy_1\,dz_1\,dx_2\,dy_2\,dz_2$ doit donner la probabilité de trouver le point figuratif du système des deux constituants dans l'élément de volume $dx_1\ldots dz_2$ de l'espace de configuration. On a donc

$$\int\sum_{rs}|\Psi_{rs}|^2\,|\Delta|\,dX\,dY\,dZ\,d\xi\,d\eta\,d\zeta = \int\sum_{rs}|\Psi^{(0)}_{rs}|^2\,|\Delta|\,dX_0\,dY_0\,dZ_0\,d\xi_0\,d\eta_0\,d\zeta_0. \tag{7}$$

Or la contraction de Lorentz s'exprime par

$$dX\,dY\,dZ = dX_0\,dY_0\,dZ_0\sqrt{1-\beta^2}, \qquad d\xi\,d\eta\,d\zeta = d\xi_0\,d\eta_0\,d\zeta_0\sqrt{1-\beta^2}, \tag{8}$$

et comme $|\Psi|^2$ et $|\Psi^{(0)}|^2$ ne dépendent pas de $XYZ$, $X_0Y_0Z_0$ et que $|\Delta|$ est une constante

$$\int\sum_{rs}|\Psi_{rs}|^2\,d\xi\,d\eta\,d\zeta = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\int\sum_{rs}|\Psi^{(0)}_{rs}|^2\,d\xi_0\,d\eta_0\,d\zeta_0. \tag{9}$$

La façon dont nous avons transporté le spin sur le centre de gravité montre que le passage des $\Phi^{(0)}_{rs}$ aux $\Phi_{rs}$ suit la même loi que celui des $\Psi^{(0)}_{rs}$ aux $\Psi_{rs}$ et que l'on peut appliquer la formule (9) aux $\Phi_{rs}$ comme aux $\Psi_{rs}$. D'où

$$\sum_{rs}|\Phi_{rs}|^2 = \sum_{\underline{ik}}|\Phi^{(0)}_{\underline{ik}}|^2\frac{1}{1-\beta^2}, \tag{10}$$

car les $|\Phi_{rs}|^2$ et les $|\Phi_{rs}^{(0)}|^2$ sont des constantes et seuls les $\Phi_{\underline{ik}}^{(0)}$ ne sont pas nuls. D'autre part, les formules (3), (4), (5) et (6) permettent de vérifier que

$$(11) \qquad |\Delta| \int \sum_{rs} |\Psi_{rs}^{(0)}|^2 \, d\tau_0 = \sum_{\underline{ik}} |\Phi_{\underline{ik}}^{(0)}|^2.$$

La probabilité de présence $\rho(X, Y, Z, t)$ du centre de gravité de la particule complexe dans l'élément de volume $dX\, dY\, dZ$ doit s'obtenir en intégrant sur $\xi, \eta, \zeta$ la probabilité de présence du point figuratif du système dans l'espace de configuration, ce qui nous donne, grâce à (9), (10) et (11),

$$(12) \qquad \rho(X, Y, Z, t) = \int \sum_{rs} |\Psi_{rs}|^2 |\Delta| \, d\xi \, d\eta \, d\zeta = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \int \sum_{rs} |\Psi_{rs}^{(0)}|^2 |\Delta| \, d\tau_0$$
$$= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \sum_{\underline{ik}} |\Phi_{\underline{ik}}^{(0)}|^2 = \sum_{rs} |\Phi_{rs}|^2 \sqrt{1-\beta^2},$$

ce qui est le résultat cherché.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la réduction des phosphates alcalins par le charbon.* Note (*) de MM. **Louis Hackspill** et **André Boyer.**

Les métaphosphates alcalins sont réduits dans le vide par le carbone à partir de 1100°, avec mise en liberté d'un phosphure qui se volatilise.

Moissan (1) et Jaboin ont réduit au four électrique les phosphates alcalino-ferreux par le charbon, ce qui leur a permis d'obtenir les phosphures correspondants :

$$(PO_4)_2Ca_3 + 8C \rightarrow P_2Ca_3 + 8CO.$$

Il est impossible de réduire les phosphates alcalins en opérant de la même façon car, surtout aux hautes températures, les produits de la réaction s'oxydent immédiatement à l'air. Pour éviter cet inconvénient nous avons opéré dans le vide.

Du reste l'un de nous (2) avait déjà constaté en 1927 que les phosphates alcalins, chauffés sous vide avec du fer, étaient réduits vers 1400° pour donner un dégagement de phosphure alcalin, jaune, volatil, donnant des phosphures d'hydrogène par action de l'eau.

Nous avons donc chauffé sous vide les phosphates finement broyés et mélangés avec du charbon, lui-même pulvérisé. Le creuset, dans lequel étaient

(*) Séance du 3 avril 1950.

(1) *Comptes rendus*, 128, 1899, p. 787.

(2) Hackspill et Pinck, *Bull. Soc. Chim.*, n° 54, 41, 1927, p. 1151.

placés les produits, était surmonté d'un tube métallique fermé à sa partie inférieure et refroidi par un courant d'eau intérieur destiné à condenser les produits volatils susceptibles de distiller.

Nous avons utilisé divers modes de chauffage :

1° Un four électrique à enroulement métallique, le creuset et le tube condenseur étant placés dans un tube en porcelaine.

2° Un four à haute fréquence à lampes, le creuset étant placé dans un tube en silice vitrifiée.

3° Enfin un four à résistance de graphite, le creuset étant dans ce cas simplement placé à l'intérieur du four.

Nos premiers essais ont porté sur les métaphosphates de potassium et de sodium. La proportion de graphite correspondait à la réduction complète du métaphosphate avec formation d'oxyde de carbone :

$$PO_3K + 3C \rightarrow PK? + 3CO.$$

Les creusets utilisés étaient en graphite pur.

Nous avons obtenu sur le tube métallique condenseur un produit jaune qui distillait au-dessus de 1100° avec le sel de potassium et de 1200° avec le sel de sodium. Les variations du temps de chauffe (une demi-heure à 3 heures) pour atteindre ces températures ne nous ont pas semblé avoir une grande influence sur les résultats obtenus. Le produit condensé étant spontanément inflammable à l'air, nous l'avons manipulé dans une atmosphère de gaz carbonique sec. Après attaque en tube scellé par l'acide nitrique, nous avons dosé le phosphore sous forme de phosphomolybdate et le potassium sous forme de perchlorate.

Nous avons ainsi trouvé dans le produit provenant du phosphate de potassium une proportion de phosphore variant de 55 à 58 %.

Cette proportion ne correspondant à aucune formule simple de phosphure, il est probable qu'il s'agit d'un mélange de plusieurs phosphures et peut-être aussi de phosphore.

Le produit obtenu est soluble dans l'ammoniac liquéfié qui se colore en jaune, et non en bleu, ce qui tendrait à prouver qu'il n'y a pas d'alcalin libre. L'altération à l'air se manifeste par une forte odeur d'ail.

ENDOCRINOLOGIE. — *Nouvelles remarques concernant l'effet de l'ovariectomie sur la gestation*. Note de M. **Robert Courrier** et M^me^ **Rose-Marie-André Colonge**.

Quand on effectue la castration chez une femelle gestante de Rat ou de Lapin, l'utérus, en l'absence d'hormone ovarienne, comprime fortement les fœtus : il les déforme (Rat) ou les tue (Lapin). Chez le Lapin, le fœtus extra-utérin se développe normalement en l'absence d'ovaire, tandis que le fœtus intra-utérin meurt inévitablement.

Il est bien connu que la castration entraîne inéluctablement chez le Lapin l'arrêt total de la gestation; l'interruption s'effectue par résorption des masses

ovulaires dans l'utérus, ou par expulsion des fœtus et de leur placentas, suivant l'âge de la grossesse.

Le Rat se comporte de toute autre façon. Johnson et Challans ([1]), Nelson et Haterius ([2]) avaient admis que, pour cette espèce comme pour le Lapin, l'ovariectomie provoquait toujours l'avortement dans les 48 heures. Mais en castrant au 16e ou au 17e jour, A. M. Hain ([3]) a observé que les fœtus continuent à se développer, et ne sont expulsés que 3 ou 4 jours plus tard, c'est-à-dire très peu de temps avant le terme normal. Il est vrai que la castration est effectuée par Hain à une époque bien tardive.

Selye, Collip et Thomson ([4]) enlèvent les ovaires chez le Rat entre le 9e et le 12e jour de la gestation; examinant 5 jours après, ils enregistrent les résultats suivants : dans plusieurs cas tous les fœtus sont morts, alors que leurs placentas, vivants, sont restés fixés à la paroi utérine. Dans un cas unique, ils retrouvent cette dissociation fœto-placentaire, mais un seul fœtus est resté vivant et semble comprimé par les parois utérines. Hatérius ([5]) a donné de ce résultat l'explication suivante : les placentas vivants dont les embryons sont morts fourniraient chacun de la progestérone dont la quantité totale deviendrait suffisante pour permettre l'évolution d'un seul fœtus en l'absence d'ovaire. Mais Hatérius et Kempner ([6]) ont envisagé plus tard une explication différente : lorsque plusieurs placentas permettent à un seul fœtus d'évoluer chez une Rate castrée, ils peuvent être remplacés par des boules de paraffine avec le même résultat; ils interviennent donc par simple action mécanique en favorisant la distension de l'utérus, et l'on sait que cette distension est un facteur de croissance [Reynolds ([7])].

Les expériences que nous avons effectuées récemment chez le Rat nous ont démontré que la castration de la femelle gestante ne conduit pas, comme chez la Lapine, à l'arrêt total de la gestation. Nous avons observé des grossesses partielles; parfois le nombre des fœtus qui évoluent est particulièrement élevé. Ces grossesses ne peuvent s'expliquer par un rôle hormonal des placentas sans embryon. Voici des résultats qui le démontrent :

*a*. Castration vers le 12e jour; six jours après, on trouve sept fœtus vivants dans l'utérus sans placenta surnuméraire ([8]).

*b*. Castration vers le 13e jour; quatre jours après, on trouve deux fœtus

---

([1]) *Anat. record.*, 47, 1930, p. 300.
([2]) *Physiol. Zoölogy*, 3, 1930, p. 231.
([3]) *Q. J. exp. Physiol.*, 24, 1934, p. 101.
([4]) *Endocrinology*, 19, 1935, p. 151.
([5]) *Am. J. Physiol.*, 114, 1936, p. 399.
([6]) *Proc. Soc. exper. Biol. and Med.*, 42, 1939, p. 322.
([7]) *Physiology of the uterus*, 1939.
([8]) Nous avons songé à une suppléance exercée par la cortico-surrénale.

vivants dans la corne droite et trois autres dans la corne gauche, sans placenta surnuméraire.

*c*. Castration vers le 12e jour; cinq jours après, on trouve deux fœtus vivants à droite, et à gauche un fœtus vivant avec un seul placenta en surplus.

Les fœtus, qui parviennent à évoluer un certain temps dans l'utérus d'une Rate castrée, paraissent souvent fortement comprimés. Ils présentent fréquemment des ecchymoses et des déformations de la région céphalique. Les exemples les plus caractéristiques de compression proviennent d'expériences où nous avions pratiqué, lors de la castration, une incision dans une corne utérine afin de détacher un sac embryonnaire pour le transplanter dans le péritoine. Notons en passant que nous avons obtenu de la sorte plusieurs grossesses extra-utérines chez la Rate castrée. Dans de telles expériences, les fœtus laissés dans l'utérus, et qui sont au voisinage de l'incision, peuvent, par cette brèche non refermée, faire partiellement hernie dans la cavité péritonéale; ils offrent alors de curieuses déformations : la partie intra-utérine est fortement comprimée et le fœtus peut prendre un aspect vermiforme; la partie extra-utérine est par contre œdématiée. A la jonction de ses deux parties, au niveau de la brèche utérine, le corps du fœtus présente un étranglement accentué.

Il semble qu'en l'absence d'hormone ovarienne, le muscle utérin ne soit plus capable de suivre par une expansion suffisante le développement fœtal, et qu'il se rétracte sur son contenu; certains auteurs y ont déjà songé ([9]).

Nous apportons à l'appui de cette explication des expériences démonstratives réalisées chez la Lapine gestante. Répétons que dans cette espèce, la castration détermine toujours l'arrêt total de la gestation en 48 heures. Nous n'avons jamais trouvé d'exception à cette loi, contrairement à ce que nous avons vu chez le Rat. Or, si l'ovaire de la Lapine est rigoureusement indispensable à l'évolution du fœtus contenu dans l'utérus, il n'est plus du tout nécessaire pour le fœtus placé en dehors de cet organe. Nous avions déjà formulé une telle conclusion il y a quelques années ([10]); elle fut, semble-t-il, critiquée. Nous la confirmons aujourd'hui.

Si l'on extirpe les ovaires d'une lapine gestante, et qu'au même moment on libère l'une des poches amniotiques en arrachant délicatement, lambeau par lambeau, le muscle utérin qui la circonscrit, la poche ainsi dégagée fait saillie dans la cavité péritonéale avec le fœtus qu'elle abrite, tout en demeurant adhérente à l'utérus par son placenta. Huit ou dix jours après cette agression, on constate que les fœtus laissés dans l'utérus sont morts très vite après la castration comme c'est la règle; par contre, le fœtus libéré est vivant, de taille normale, il s'est régulièrement développé.

---

([9]) FIROR, *Am. J. Physiol.*, 104, 1933, p. 204.
([10]) *C. R. Soc. Biol.*, 135, 1941, p. 820.

Le fœtus intra-utérin a donc un besoin hormonal que le fœtus extra-utérin n'éprouve plus. En l'absence d'hormone progestative, l'utérus n'est sans doute plus capable de se prêter au développement impétueux du fœtus, et peut le tuer par compression. Mais l'ovaire est devenu inutile pour le fœtus libéré des contraintes utérines. Sans ovaire, la matrice du Lapin devient un danger mortel pour le fœtus qu'elle abrite, elle reste toutefois un organe indispensable parce qu'on en peut sortir; cette commodité se solde par une complication endocrinienne.

HÉRÉDITÉ. — *Le milieu actuel, facteur d'arrêt et de déviation des mutations, dans leur transmission héréditaire.* Note de M. **Paul Wintrebert.**

Les lois de l'évolution naturelle diffèrent des lois de la génétique évolutive. Le milieu peut inhiber l'action des gènes. Les *Dauervariationen* sont des mutations véritables, rendues clandestines par le changement de milieu.

Dans une étude précédente (1) j'ai tenté d'établir un mécanisme de l'évolution fondé sur deux principes, le premier, que les êtres vivants, grâce à leur faculté d'invention, sont capables, dans le cadre spécifique, de s'adapter aux circonstances, le second, que l'évolution est un jeu de la nature, réglé par la loi physique fondamentale, qui fixe à leur patrimoine, l'hormone adaptative qu'ils ont élaborée. Je considère, en outre, l'ontogénèse comme la reproduction, strictement ordonnée sur le plan chimique, des mutations phylétiques (2).

Le point d'achoppement de ce *lamarckisme chimique*, fondé sur le pouvoir du vivant, avec les autres théories et spécialement avec le néo-darwinisme généticien, concerne l'action ambiante. Celle-ci n'est pas seulement stimulante d'un changement fortuit, mais commande une réaction biologique immunisante, appropriée aux conditions de vie.

*Le milieu dans l'ontogénèse.* — L'influence du milieu sur la structure et le comportement des larves a été mise en valeur par J. Kollmann (3) qui étudia la *néoténie* des Amphibiens; elle fut illustrée par A. Giard qui, sous le nom de *pœcilogonie*, rassembla de nombreux exemples de variations larvaires d'une même espèce, dans des milieux différents, variations saisonnières, géographiques, éthologiques, qui, malgré leur diversité, conduisent à un adulte *constamment semblable à lui-même ou ne présentant que des modifications très légères* (4).

Chez l'embryon, muré dans ses enveloppes, l'invention biologique se révèle, non plus par la formation d'appareils utilitaires d'exploitation, mais de manière

---

(1) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1079.
(2) *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 326.
(3) *Rec. Zool. Suisse*, 1, 1re sér., 1884, p. 83.
(4) A. Giard, *Bul. Sc., Fr. Belg.*, 39, 1905, p. 154.

plus intime, par l'aide apportée à des fonctions indispensables à la vie, la respiration, la circulation, l'excrétion, compromises par le confinement ovulaire. La précocité et l'opportunité des manifestations observées indiquent que la faculté d'invention adaptative appartient en propre à la substance vivante, au titre de qualité spéciale, inhérente à sa structure, qu'elle répond à un besoin, à une déficience particulière de ses tissus, quel que soit le degré de leur différenciation, qu'elle se manifeste par une réaction innée à la fois inconciente et appropriée. Devant la justesse d'une telle riposte, maintenue par la loi chimique, il est difficile de refuser l'esprit à la matière vivante, en tant que qualité essentielle et primordiale. On se trouve, en effet, en présence d'attributs physiologiques tout à fait primitifs, développés en des territoires embryonnaires déjà déterminés, mais à peine différenciés, privés de toute corrélation humorale et nerveuse, de phénomènes tels que la sensibilité et la conduction aneurales du tégument chez les Amphibiens, la contraction rythmique aneurale des myotomes chez les Sélaciens. Ces phénomènes, transitoires, sont l'apanage d'une phase structurale précise, bien délimitée dans l'ontogénèse, et les mouvements du corps qu'ils suscitent, avant et pendant la première circulation, favorisent les échanges des organes entre eux et avec le milieu ambiant ([5]).

*Les artifices expérimentaux de la génétique.* — La génétique perce aujourd'hui, le mystère des mutations. On ne peut qu'admirer ses résultats dans l'analyse expérimentale de la variation et la localisation chromosomienne des facteurs héréditaires; mais, quand elle se propose de définir les modes naturels d'acquisition et de réalisation des gènes et d'édicter les lois de l'évolution, elle n'échappe pas à la critique. Elle pose mal le problème. Dès l'entrée en scène expérimentale, elle se sert, pour aller vite, de procédés d'investigation violents, rapides, directs, qui blessent le vivant, au lieu de susciter ses réactions, et qui ne correspondent que rarement aux facteurs ambiants. Le caractère insolite des moyens employés aurait dû la rendre prudente dans ses conclusions. Celles-ci découlent, certes, rigoureusement des résultats obtenus, mais aussi des procédés mis en œuvre pour les obtenir et participent ainsi de leur artifice. Les irradiations, en particulier, sont de véritables effractions cellulaires, dont la pénétration n'a rien de biologique et les suites qu'elles provoquent n'ont de comparable, avec les mutations naturelles, que leur origine chimique. Comment les *mutations provoquées* ne seraient-elles pas fortuites, du moment que leur production, directe et forcée, ne requiert aucun mécanisme du vivant et comment ne seraient-elles pas d'emblée et constamment héréditaires si elles résultent de mutilations génétiques irrémissibles?

*Principes lamarckiens.* — A ces deux notions de la génétique, mutation fortuite, hérédité immédiate et constante, deux autres notions doivent être

([5]) P. Wintrebert, *Titres et Travaux*, 1, 1922, Paris.

substituées : 1° le vivant n'enregistre, sous la gouverne chimique, que ce qu'il a fait lui-même; 2° le défaut de transmission héréditaire ne signifie pas l'absence de mutation; un gène peut être présent et avoir son induction physiologiquement effacée par une fonction divergente, suscitée par le milieu.

Le protoplasme, partie vivante par excellence, agent créateur et réalisateur de la cellule, se trouve, en effet, placé entre deux alternatives; d'une part, il est sollicité par le milieu, c'est-à-dire le présent, de l'autre, il se trouve aux prises avec le génome, c'est-à-dire le déjà acquis, le passé; il n'obtempère aux injonctions de ce dernier qu'avec la permission du premier, quand, libéré des fonctions actuelles que le milieu lui impose, il devient apte à recevoir l'induction des gènes.

*La pédomorphose exceptionnelle.* — La déviation larvaire peut aller très loin et même être poussée au delà d'une génération (*Polystomum integerrimum* Frohl.) ([6]). Cependant, avec le fléchissement des conditions ambiantes, les gènes reprennent le dessus et ont le dernier mot. La pœcilogonie le démontre. Elle plaide ainsi contre la pédomorphose de Garstang, pronée par de Beer ([7]), pour laquelle les caractères embryonnaires constituent l'amorce de types nouveaux. Le vivant possède, en effet, dans son génome, une voie déjà tracée, toujours ouverte, facile à suivre, où il finit par s'engager. S'il s'agit d'expliquer la formation de nouveaux types, les bouleversements des métamorphoses, survenant en fin de série ontogénétique, prouvent qu'il n'est nul besoin, sur le plan chimique, de recourir à un point de départ embryonnaire, pour obtenir d'importants changements.

La force évolutive d'une mutation n'est pas proportionnelle à son ancienneté phylogénétique ou à sa précocité dans le développement.

*Néoténie, à volonté, de l'Axolotl en métamorphose.* — La récupération, sur la route de l'ontogénèse, d'un climat ancien et stable, dispose la larve à y demeurer. Ainsi l'Axolotl, larve de l'*Ambystoma tigrinum* terrestre, vit et se reproduit dans l'eau courante. Rien n'indique qu'il soit différent de l'ancêtre Axolotl avant la métamorphose, sauf en ce qui concerne les gènes définitifs qu'il a acquis en se transformant. Il n'est pas douteux qu'il les possède aujourd'hui puisqu'on le transforme par simple assèchement dans un aquarium. S'il n'en fait usage, c'est donc que le milieu aquatique, par les fonctions spéciales qu'il impose, empêche les gènes de se réaliser. La démonstration de l'influence ambiante se renforce grâce à l'arrêt, à volonté, de la métamorphose, à n'importe quel stade de celle-ci, par une simple remise à l'eau courante. On obtient ainsi des quart, des demi, des trois-quarts *Ambystoma tigrinum*, tous bien vivants, équilibrés, aptes à la reproduction ([8]). La viabilité parfaite de

---

([6]) L. GALLIEN, *Trav. Stat. Zool. Wimereux*, 12, 1935, p. 1-181.

([7]) *Congrès Intern. Zoologie*, 13e, 1949, p. 57.

([8]) P. WINTREBERT, *C. R. Assoc. Fr. Av. Sci.*, 1908, p. 562 et *Bull. biol. Fr. Belg.*, 56, 1922, p. 365.

ces animaux composites prouve que les deux individualités, réparties chacune dans ses territoires respectifs, s'accordent dans leur ensemble, que la métamorphose naturelle ne s'est pas faite en une fois et que les étapes expérimentales intermédiaires correspondent à des êtres qui ont réellement vécu et subsisté.

*Conclusion.* — Le milieu et les gènes se partagent la direction de l'ontogénèse. Les facteurs externes actuels peuvent détourner momentanément le vivant de son passé génétique et arrêtent parfois son développement d'une manière définitive. Le gène n'associe son induction au protoplasme qu'en accord avec lui; le désaccord existe quand celui-ci est entraîné par le milieu à réaliser une fonction divergente.

La disparition *progressive* des *Dauervariationen*, dans une ambiance différente de celle qui les a déterminées, n'est pas l'indice d'une somation, ni d'une fausse hérédité cytoplasmique; elle est le fait d'une orientation protoplasmique réfractaire à l'induction du gène acquis.

M. **Maurice Caullery** présente un Ouvrage de M. Jean Rostand intitulé : *La Parthénogenèse animale*, qui fait partie de la *Nouvelle collection scientifique* dirigée par M. Émile Borel.

## DÉSIGNATIONS.

MM. **Lucien Cuénot** et **Robert Courrier** sont désignés pour représenter l'Académie aux cérémonies qui auront lieu à Nancy, du 30 mai au 3 juin, pour célébrer le deux-centième anniversaire de la fondation de l'*Académie de Stanislas*.

## CORRESPONDANCE.

M. **Félicien Boeuf** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section d'Économie rurale, par le décès de M. *Richard Fosse*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

*Arkiv för astronomi* utgivet av K. Svenska Vetenskaps-Akademien. Band 1, Häfte 1.

ALGÈBRE. — *Sur trois algorithmes associés à l'algorithme de Jacobi.*
Note (*) de M. **Marcel David**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Cette Note simplifie les raisonnements donnés dans la Note précédente [1] relativement aux irrationnelles cubiques, en même temps qu'elle complète les résultats en les discutant suivant la nature des racines de l'équation.

Une interprétation géométrique [2] du développement de Jacobi

$$\alpha = a_0 + \frac{\beta_1}{\alpha_1}, \quad \ldots, \quad \alpha_n = a_n + \frac{\beta_{n+1}}{\alpha_{n+1}}, \quad \ldots;$$
$$\beta = b_0 + \frac{1}{\alpha_1}, \quad \ldots, \quad \beta_n = b_n + \frac{1}{\alpha_{n+1}}, \quad \ldots$$

consiste à envisager, au voisinage de la droite (D), qui porte le vecteur $(\alpha, \beta, 1)$, une suite de points $P_n$ à coordonnées entières, tels que

$$\overrightarrow{OP}_{n-3} + \beta_n \overrightarrow{OP}_{n-2} + \alpha_n \overrightarrow{OP}_{n-1} = \overrightarrow{OD}_n \quad \text{soit porté par (D).}$$

Le point $P_n$ est obtenu en prenant les valeurs entières $a_n$ et $b_n$ immédiatement inférieures à $\alpha_n$ et $\beta_n$

$$\overrightarrow{OP}_{n-3} + b_n \overrightarrow{OP}_{n-2} + a_n \overrightarrow{OP}_{n-1} = \overrightarrow{OP}_n.$$

On a alors

$$\alpha_n \geqq 1 \quad \text{et} \quad \alpha_n \geqq \beta_n \geqq 0 \quad \text{pour} \quad n \geqq 1.$$

Envisageons les trois autres développements où l'on choisit, pour obtenir $P_n$, les trois autres combinaisons des valeurs entières approchant $\alpha_n$ et $\beta_n$ (qui dès lors ne seront plus tous deux positifs).

*Premier cas.* — Soit $a_n \leqq \alpha_n$ et $b_n \geqq \beta_n$. On a alors, pour $n \geqq 1$,

$$\alpha_n \leqq -1 \quad \text{et} \quad \alpha_n \geqq \beta_n \leqq 0.$$

*Deuxième cas.* — Soit $a_n \geqq \alpha_n$ et $b_n \geqq \beta_n$. On a alors, pour $n \geqq 1$,

$$\alpha_n \leqq -1 \quad \text{et} \quad -\alpha_n \geqq \beta_n \geqq 0.$$

*Troisième cas.* — Soit $a_n \geqq \alpha_n$ et $b_n \leqq \beta_n$. On a alors, pour $n \geqq 1$,

$$\alpha_n \geqq 1 \quad \text{et} \quad 0 \leqq -\beta_n \leqq \alpha_n.$$

Il est facile de voir, pour ces trois développements, comme pour celui de Jacobi (dont les formules restent algébriquement valables), que la périodicité (de $P_n$ à $P_{n+k}$ pour $n \geqq n_0$) fournit une unité d'un corps cubique

$$\rho = \alpha_{n+1}\alpha_{n+2}\ldots\alpha_{n+k},$$

qui appartient au module $(1, \alpha, \beta)$ et telle que $\rho\rho'\rho'' = +1$.

---

(*) Séance du 3 avril 1950.

[1] *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 965-967.

[2] Cette interprétation m'a été communiquée en 1943 par M. Chabauty.

$\alpha$ et $\beta$ sont alors deux irrationnelles, non liées linéairement, de ce corps. L'affinité relative à (D), (D'), (D''), de multiplicateurs $\rho$, $\rho'$, $\rho''$, fait avancer, pour $n \geqq n_0$, tous les points de l'algorithme, de $P_n$ à $P_{n+k}$.

Projetons $P_n$ sur $xOy$, parallèlement à (D), en $M_n$. S'il y a période, la direction $OM_{n+m}$ doit, pour $m$ tendant vers l'infini :

*a*. tourner constamment si le corps est à conjugués imaginaires;

*b*. tendre, si le corps est à conjugués réels, vers l'une des projections $(\mathcal{D}')$ ou $(\mathcal{D}'')$ de (D') ou (D''), car $|\rho'| \neq |\rho''|$ [3].

La récurrence

$$\overrightarrow{OM}_{n-3} + \beta_n \overrightarrow{OM}_{n-2} + \alpha_n \overrightarrow{OM}_{n-1} = 0,$$

qui n'interdit aucune de ces éventualités dans les cas de $\alpha_n \geqq 0$ (Jacobi et troisième cas), permet par contre de conclure pour les deux autres développements :

*Premier cas :* $\alpha_n < 0$ et $\beta_n < 0$; alors $M_{n-3}$ est intérieur à $\widehat{M_{n-2}OM_{n-1}}$, qui ne peut donc plus contenir, non plus que son opposé, les points $M_{n+k}$.

*Deuxième cas :* $\alpha_n < 0$ et $\beta_n > 0$; alors $M_{n-1}$ est intérieur à $\widehat{M_{n-2}OM_{n-3}}$ qui contient donc les points $M_{n+k}$.

Dans ces deux cas, le développement ne peut devenir périodique pour un corps à conjugués imaginaires (rotation impossible).

Dans un corps à conjugués réels, il en sera de même si $(\mathcal{D}')$ et $(\mathcal{D}'')$ sont toutes deux dans une région que $M_n$ ne peut atteindre.

En raisonnant à partir du plan $OP_{n-2}P_{n-1}$, ceci fournit des conditions suffisantes de non-périodicité :

*Premier cas :*

$$(\alpha_n - \alpha'_n)(\beta_n - \beta'_n) > 0 \quad \text{et} \quad (\alpha_n - \alpha''_n)(\beta_n - \beta''_n) > 0,$$

conditions déjà trouvées, par une méthode moins directe, dans la Note précédente.

*Deuxième cas :*

$$(\alpha_n - \alpha'_n)(\beta_n - \beta'_n) < 0 \quad \text{et} \quad (\alpha_n - \alpha''_n)(\beta_n - \beta''_n) < 0.$$

Ces conditions peuvent exister dès le début (donc pour $\alpha$, $\beta$ et leurs conjugués) ou apparaître au cours du développement.

On peut voir de plus, lorsqu'il y a périodicité, que l'unité $\rho$ obtenue, du signe de $(-1)^k$, satisfait à $|\rho| > 1$, $|\rho'| < 1$, $|\rho''| < 1$, l'une des conjuguées étant positive (la plus voisine de zéro dans le premier cas, la plus éloignée dans le deuxième cas), l'autre conjuguée étant du signe de $(-1)^k$.

---

(3) Minkowski, *Acta Math.*, **26**, 1902, p. 333-351.

ALGÈBRE. — *L'extension d'une* $(<, .)$ *algèbre à une* $(\Sigma^\star, .)$ *algèbre*. Note (*) de M. **Viakalathur S. Krishnan**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Dans l'étude des sous-algèbres remarquables d'une algèbre, on rencontre des algèbres avec opérations binaires qui sont aussi ordonnées partiellement par la relation d'inclusion. Elles sont souvent des treillis complets avec somme distribuée par telle ou telle opération binaire; où l'ordre, au moins, est conservé, par les opérations binaires. Il en est ainsi par exemple, pour les sous-modules permis d'un anneau, un sous-anneau étant pris comme anneau d'opérateurs; ou pour les *m-lattices*, *cm-lattices*, *l-semi-groupes*, *cl-semi-groupes*, etc., définis par Garrett Birkhoff [1].

Ici nous montrons qu'en général une $(<, .)$ algèbre peut être immergée dans une $(\Sigma^\star, .)$ algèbre; de plus, dans la famille de ces extensions il y en a une qui est, en un certain sens, minimale et unique (à un isomorphisme près).

Posons que P est une $(<, .)$ algèbre : c'est-à-dire ordonnée partiellement par $<$, et fermée pour une opération binaire $( . )$ telle que

$$a < b \rightarrow a.c < b.c \;\&\; c.a < c.b, \text{ pour tout } c \in \mathrm{P}.$$

Considérons la famille L des sous-ensembles non vides de P contenant 1° $b$ avec $a$ si $b < a$, et 2° $c$ avec les $\{c_i\}$, si $c = \Sigma^\star_i c_i$ dans P [où la *somme distributive*, $\Sigma^\star_i c_i$, des $\{c_i\}$ est définie comme la somme ou la borne supérieure $\Sigma_i c_i$ (par rapport à $<$) quand elle existe dans P et vérifie de plus les lois de distributivité des deux côtés

$$d.\left(\Sigma_i c_i\right) = \Sigma(d.c_i) \quad \text{et} \quad \left(\Sigma_i c_i\right).d = \Sigma(c_i.d),$$

pour chaque $d$ de P]. On peut étendre la multiplication $( . )$ de P à une multiplication $(\times)$ dans L [2], et L est ordonné partiellement par la relation d'inclusion ordinaire. Par rapport à cette multiplication et cet ordre, L est une $(<,.)$ algèbre [2]; de plus, il est fermé aussi par rapport à $(\Sigma^\star)$, et il contient un sous-ensemble $\overline{\mathrm{P}}$ isomorphe à P dont il est une sur-algèbre par rapport à $(\Sigma^\star, .)$ (c'est-à-dire que les relations $\overline{a} = \Sigma^\star_i \overline{a}_i$, ou $\overline{a} = \overline{b}.\overline{c}$ dans P entraînent, respectivement, les même relations dans L). C'est une telle $(\Sigma^\star, .)$ algèbre que nous appelons une *extension de* P *pour* $(\Sigma^\star, .)$.

---

(*) Séance du 12 avril 1950.

(1) *Voir* le Chapitre XIII de l'édition révisée de *Lattice Theory* (*Trans. Amer. Math. Soc., Colloq. Publ.*, 25, 1948).

(2) Il est commode de noter la multiplication dans L par un symbole $(\times)$ différent de $(.)$; L est donc une $(<,.)$ algèbre et une $(\Sigma^\star,.)$ algèbre, où la multiplication $(.)$ est désignée par $(\times)$.

Dans la famille $\mathfrak{F}$ de ces extensions de P pour $(\Sigma^\star, .)$ nous considérons deux relations d'ordre R et R* définies par $L_1 R L_2$ (resp. $L_1 R^\star L_2$) s'il y a un homomorphisme (resp. un isomorphisme) par rapport à $(\Sigma^\star, .)$ de $L_1$ *dans* $L_2$ qui est, de plus, un isomorphisme de $P_1$ sur $P_2$ ($P_1$, $P_2$ étant les sous-ensembles des extensions $L_1$, $L_2$ respectivement, qui sont isomorphes à P). Avec ces définitions on voit que $L_1 R L_2$ entraîne $L_1 R^\star L_2$; et $L_1 R^\star L_2$, $L_2 R^\star L_1$ n'entraînent pas que $L_1$, $L_2$ sont isomorphes.

L'extension L possède les deux propriétés suivantes :

1° $LRL'$, pour tout $L' \in \mathfrak{F}$;

2° $LR^\star L_1$, si $L_1 \in \mathfrak{F}$ et $L_1 R L'$ pour tout $L'$ de $\mathfrak{F}$.

Les propriétés 1° et 2° caractérisent L d'une façon unique (à un isomorphisme près). Par conséquent, s'il y a un élément minimal de $\mathfrak{F}$, ou d'une sous-famille $\mathfrak{F}'$ de $\mathfrak{F}$, par rapport à l'ordre R*, il faut que cet élément minimal soit isomorphe à $L_1$ et L est le seul élément minimal. On peut effectivement définir une telle sous-famille de $\mathfrak{F}$, la famille des extensions *normales*, dans laquelle L est un élément minimal par rapport à R*, donc aussi seul élément minimal.

Les démonstrations paraîtront dans un autre Recueil.

Dans une Note prochaine, nous considérerons quelques exemples, et la relation qui existe entre les congruences par rapport à $(\Sigma^\star, .)$ définies dans P et dans L.

MÉCANIQUE. — *Sur la stabilité des régulateurs automatiques par action intégrale et dérivée seconde conjuguées.* Note (*) de M. **Pierre-Louis Dubois-Violette**, présentée par M. Louis de Broglie.

Par la méthode de fusion des racines, on recherche l'influence de l'addition d'une réaction intégrale, aux modes précédemment étudiés; réaction proportionnelle, et réaction proportionnelle conjuguée à une réaction dérivée. On montre, enfin, le grand intérêt de la réaction dérivée seconde.

Nous conservons ici les deux hypothèses et les notations d'une Note précédente ([1]). Nous faisons intervenir maintenant une réaction intégrale qui se traduit par l'adjonction d'un terme en $k/p$ dans $R(p)$ dont la forme devient : $r + hp + k/p$. La constante de temps caractéristique du nouveau réglage est, on le sait, proportionnelle à $1/k$.

*a*. Les racines du polynôme $B_h(x)$ ([1]) sont alors remplacées par celles de l'équation $B_h(x) - k/x = 0$; celles-ci sont les abscisses des points $b_0$, $b_1$ d'intersection de la courbe $y = B_h(x)$ et de la branche d'hyperbole $xy = k$, $x \geq 0$. La stabilité du circuit de régulation exige donc que les racines de $A_r(x)$ restent

(*) Séance du 27 mars 1950.

([1]) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1380.

entrelacées avec ces points $b$. En particulier, la plus faible de leurs abscisses doit être inférieure à la plus petite des racines $a_1$ de $A_r(x)$ (*fig.* 1). On voit sur la figure que, dans tous les cas, un renforcement exagéré de $k$, c'est-à-dire de la rapidité d'action du réglage intégral, déclenche fatalement des oscillations spontanées de basse fréquence. On reconnaît aussi que la stabilité est favorisée par :

1° Une action proportionnelle, qui entraîne la translation de la courbe $y = A(x)$ vers les $y > 0$, dans les cas où la racine $a_1$ est voisine de l'origine, il en sera généralement ainsi quand le coefficient d'amplification $G_0$ de l'installation sera grand.

2° Une action dérivée de sens normal $h > 0$ qui entraîne une translation de la courbe $y = B(x)$ vers les $y > 0$.

L'on trouve ici l'une des raisons des succès fréquents que procure l'association des trois actions.

*b*. Supposons d'abord $h$ nul et $r$ légèrement inférieur à $r_0$, limite d'amorçage des oscillations dans le système à régulation proportionnelle seule ; les fonctions $A_r(x)$ et $B(x)$ ont, au voisinage de leurs racines presque confondues (d'abscisse $x_0 = \omega_0^2$), l'un ou l'autre des deux aspects (I) et (II) de la figure 2.

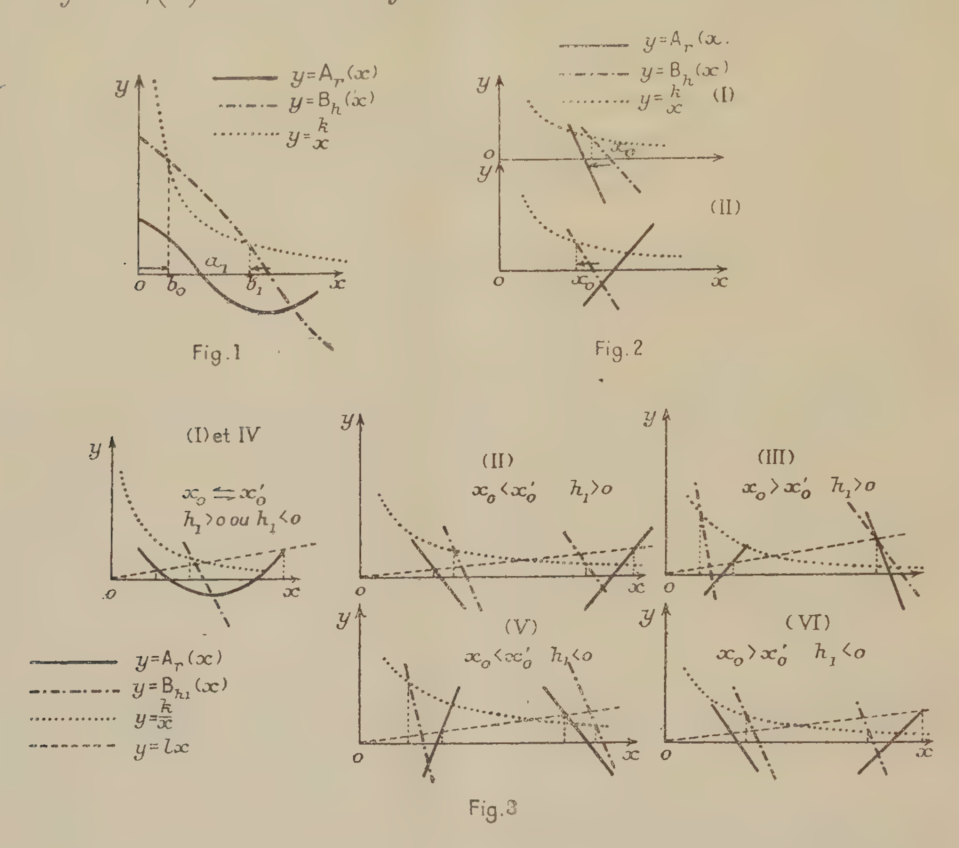
Or la racine correspondante de $B(x) - k/x$ se trouve déplacée par rapport à celle de $B(x)$ dans le sens de la flèche, car $B'(x_0)$ est négatif [1].

Il en résulte que l'introduction d'une action intégrale ne sera favorable à la stabilité que dans le cas (II) où l'action dérivée positive ($h < 0$) est, elle aussi, favorable. Cependant, la figure 1 montre que cette intervention sera généralement moins efficace que celle de l'action dérivée négative. La réaction intégrale conserve par ailleurs l'avantage de supprimer le *statisme*. Lorsque cette particularité est sans importance, comme pour les filtres stabilisateurs placés sur le circuit de réaction des servo-mécanismes, on devra préférer la réaction dérivée positive.

Dans le cas (I), lorsque l'action intégrale est nécessaire, son effet sur la stabilité est défavorable ; on pourra restaurer la stabilité en introduisant une réaction dérivée négative de sens usuel ($h > 0$).

*c*. Supposant maintenant $h$ fixé à sa valeur optima $h_1$ et $r$ légèrement inférieur à $r_1$ défini dans la référence [1]. L'aspect des courbes $A_r(x)$ et $B_{h_1}(x)$ aux voisinages des deux racines intéressées $x_0 = \omega_0^2$ et $x'_0 = \omega_0'^2$ est l'un de ceux de la figure 3. Dans tous les cas, l'intervention du réglage intégral diminue la marge de sécurité soit au voisinage de $x_0$ [cas (I), (II), (III) : $h_1 > 0$], soit au voisinage de $x'_0$ [cas (IV), (V), (VI) : $h_1 < 0$]. Dans les cas de la première catégorie ($h_1 > 0$), il convient de diminuer l'action proportionnelle pour faire place à l'action intégrale que l'on désire introduire ; pour ($h_1 < 0$) il est, au contraire, possible de maintenir le niveau de l'action proportionnelle, mais il faut diminuer le module de l'action dérivée.

*d.* Un réglage par action dérivée du second ordre se traduira par l'apparition d'un terme en $lp^2$ dans $R(p)$; nous en tiendrons compte en remplaçant les racines $A_r(x)$ par les abscisses des points d'intersection de la courbe $y = A_r(x)$ avec la droite $y = lx$.




On voit facilement sur les figures 2 et 3 l'heureux effet d'une telle substitution quand le coefficient $l$ est $> 0$. L'introduction de ce genre de réglage apparaît donc comme souhaitable dans la majorité des cas. Il ne pourrait avoir d'action néfaste que lorsque l'installation présente un très grand coefficient d'amplification (se reporter à la figure 1); l'inconvénient est minime, car la racine $a_1$ se situe au voisinage de l'origine.

HYDRAULIQUE. — *Sur la pente de la surface libre au voisinage de la profondeur critique pour un écoulement dans un canal.* Note (*) de M. **Robert Silber**, présentée par M. Henri Villat.

Dans un écoulement en canal on désigne d'habitude par C le coefficient de Chézy, $R_H$ le rayon hydraulique, $H_s$ la charge spécifique.

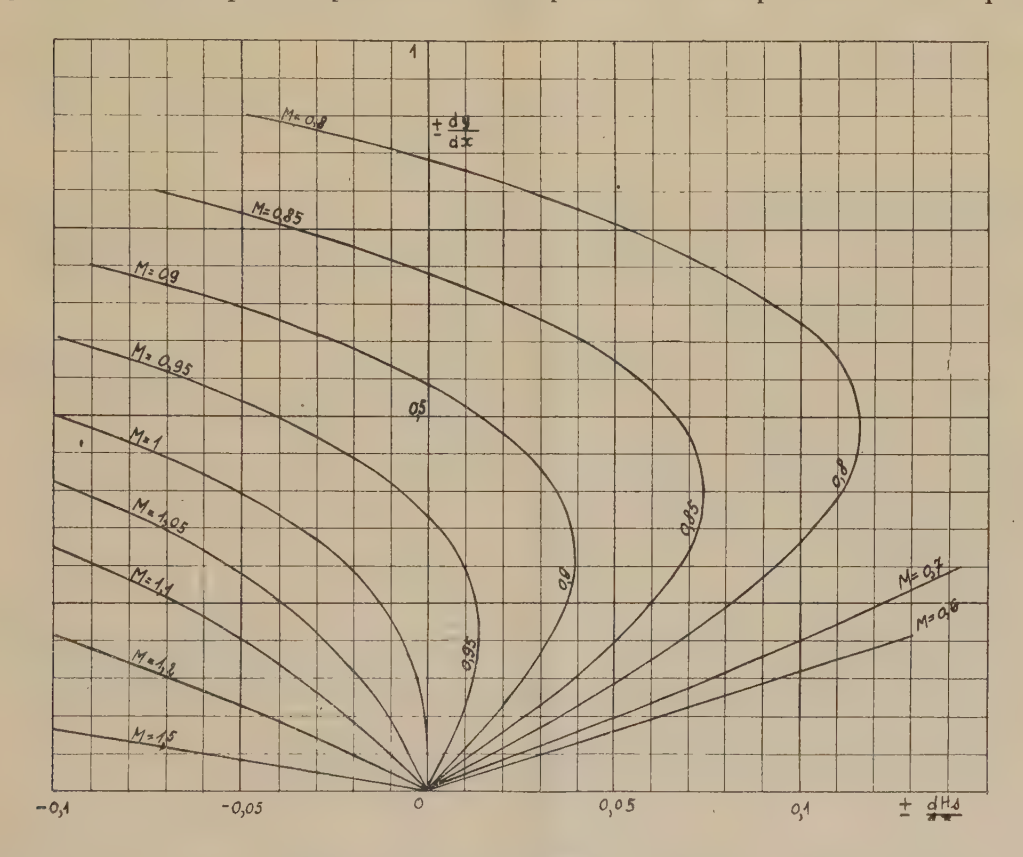
---

(*) Séance du 12 avril 1950.

L'équation classique de la pente de la surface libre de l'eau dans un canal prismatique mise sous la forme

$$(1) \qquad \frac{dy}{dx} = i_r \frac{1 - \dfrac{Q^2}{C^2 S^2 R_{II} i_r}}{1 - \dfrac{Q^2 l}{g S^3}} = \frac{\dfrac{dH_s}{dx}}{1 - M^2},$$

(M étant le nombre de Mach, rapport de la vitesse moyenne à la célérité des ébranlements pour la profondeur moyenne du canal), semble indiquer que la pente est infinie pour la profondeur critique M = I. L'expérience montre qu'il




n'en est rien. Nous allons montrer qu'elle est même en général très faible. L'équation a été obtenue en exprimant la charge dans la section sous la forme

$$H = h + y + \frac{U^2}{2g} = h + y + \frac{Q^2}{2gS^2}$$

basée sur l'hypothèse que la vitesse est uniforme dans la section, égale à la vitesse moyenne et parallèle à l'axe du canal. Lorsqu'on ne peut plus négliger la pente, l'expression de la charge peut s'écrire

$$H = h + y + \frac{1}{Q}\int_S \frac{u^2 + v^2}{2g} u \, d\sigma = h + y + \alpha \frac{U^2}{2g} + K\left(\frac{dy}{dx}\right)^2 \frac{U^2}{2g},$$

avec

$$\alpha = \int_s \left(\frac{u}{U}\right)^3 \frac{d\sigma}{S}, \qquad K = \int_s \left(\frac{j}{\frac{dy}{dx}}\right)^2 \left(\frac{u}{U}\right)^3 \frac{d\sigma}{S}, \qquad j = \frac{v}{u}.$$

En supposant $\alpha = 1$, hypothèse classique, K apparaît comme un coefficient tenant compte de la répartition des pentes dans la section, faiblement inférieur à 1. L'équation précédente s'écrit

$$H = h + y + \left[1 + K\left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right]\frac{Q^2}{2gS^2}$$

et l'équation (1) est remplacée par

$$\frac{dH_s}{dx} = (1 - M^2)\frac{dy}{dx} - M^2 K \left(\frac{dy}{dx}\right)^3, \tag{2}$$

équation différentielle plus compliquée que (1), mais d'où nous pouvons tirer l'évolution de la pente (*figure*) en fonction de la variation de la charge spécifique et du nombre de Mach. L'équation (1) serait représentée par la tangente à l'origine des différentes courbes. En fait $dH_s/dx$ varie au plus de $-0{,}02$ à $+0{,}02$. Il lui correspond des pentes au maximum égales à 0,25. Celle-ci est d'ailleurs rigoureusement nulle lorsque $dH_s/dx$ est nul : cas en particulier du passage de l'écoulement fluvial à l'écoulement torrentiel, dans un canal prismatique de pente variable, le changement de pente se faisant avec une courbure faible ; le passage a lieu à la section de contrôle caractérisée par la pente critique à la profondeur critique.

AÉROTECHNIQUE. — *Méthode simple et plus exacte pour le tarage des fils chauds.* Note (*) de M. **Gottfried Dätwyler**, présentée par M. Joseph Pérès.

I. Le tarage des fils chauds est facilité par la formule [1]

$$u' = \frac{4e}{I^2\left(\frac{\partial R}{\partial I}\right)\left\{1 - \left(\frac{I_0}{I}\right)^2\right\}}$$

dérivée de la loi de King, où entre autre :

$e$, valeur efficace des fluctuations de la tension E du fil chaud ;

$I_0$, courant de chauffage du fil chaud sans vent ($U = 0$), donnant la même résistance R comme avec le vent.

L'expression analytique du quotient différentiel ($\partial R/\partial I$) est dérivée également

---

(*) Séance du 27 mars 1950.

[1] *Congrès National de l'Aviation Française de* 1946, Rapport N° 42/500.

de la loi de King

$$I^2R = \left\{A\left(1 + a\frac{R-R_a}{R_a}\right) + B\left(1 + b\frac{R-R_a}{R_a}\right)\sqrt{U}\right\}\left(\frac{R-R_a}{R_a}\right),$$

qui est souvent utilisée dans la forme *linéaire*

$$I^2R = (A + B\sqrt{U})\cdot\left(\frac{R-R_a}{R_a}\right),$$

où $R_a$, résistance du fil froid ; $a$, constante qui dépend du matériel du fil chaud et de la température de l'air.

On obtient :

1° de la loi linéaire

$$\left(\frac{\partial R}{\partial I}\right) = \frac{2E}{I^2}\cdot\left(\frac{R-R_a}{R_a}\right).$$

L'expression $[(R-R_a)/R_a]$ se détermine avec deux valeurs I et $I^\star = (I/2)$ du courant, qui donnent les tensions E et $E^\star \leq (E/2)$, comme

$$\left(\frac{R-R_a}{R_a}\right) = \frac{2}{3}\left(\frac{E}{E^\star} - 2\right),$$

d'où

$$u' = \frac{3\left(\dfrac{e}{E}\right)}{\left(\dfrac{E}{E^\star} - 2\right)\cdot\left\{1 - \left(\dfrac{I_0}{I}\right)^2\right\}}.$$

2° De la loi *élargie* qui, de même que la dérivée $(\partial R/\partial I)$, est *linéarisée* en substituant l'approximation linéaire $[(R-R_a)/R_a] = (2/3)[(E/E^\star) - 2]$ dans le terme additionnel $[a(R-R_a)/R_a]$ et où le très petit terme $[b(R-R_a)/R_a]$ est négligé, on obtient

$$u' = \frac{3\left(\dfrac{e}{E}\right)}{\left(\dfrac{E}{E^\star} - 2\right)\left\{1 - \left(\dfrac{I_0}{I}\right)^2\right\}}\;\frac{\left(1 - \dfrac{4}{3}\delta\right)\left(1 + \dfrac{2}{3}\dfrac{E}{E^\star}\delta\right)}{(1-\delta)} = u'_{\text{linéaire}} f_1$$

où

$$\delta = \left(\frac{I_0}{I}\right)^2 a\,\frac{\dfrac{2}{3}\left(\dfrac{E}{E^\star} - 2\right)\left(1 - \dfrac{E^\star}{2E}\right)}{\left\{1 + \dfrac{2}{3}a\left(\dfrac{E}{E^\star} - 2\right)\right\}}.$$

II. La valeur de la constante de temps M obtenue de la loi linéaire de *King* doit être multipliée par le factenr $(1/f_1)$.

III. Si le courant I n'est pas constant les résultats sont les suivants.

Soit

$$\left(\frac{\partial R}{\partial I}\right) = \frac{E}{I^2}(p-1),$$

où

$$p = \frac{\left(\frac{dE}{E}\right)}{\left(\frac{dI}{I}\right)};$$

alors, de la loi de King,

$$u' = \frac{e}{E} \frac{4}{(p-1)\left\{1-\left(\frac{I_0}{I}\right)^2\right\}} \frac{\{1+\lambda(p-1)\}}{(1-\lambda)},$$

où

$$\lambda = \left(\frac{E}{E_B}\right);$$

$E_B$, tension de la source du courant de chauffage (batterie).

La correction dérivée de la loi élargie de King s'applique ici deux fois c'est-à-dire dans le dénominateur et dans le numérateur, le second exigeant une correction additionnelle

$$f_2 = \frac{\left\{1+\lambda(p-1)\frac{1}{f_1}\right\}}{\{1+\lambda(p-1)\}}.$$

Donc

$$u' = u'_{\text{linéaire}} f_1 f_2,$$

et

$$M = M_{\text{linéaire}}\left(\frac{1}{f_1 f_2}\right).$$

ASTRONOMIE. — *Détermination du mouvement du Soleil et de l'ellipsoïde des vitesses stellaires résiduelles au moyen des mouvements propres des étoiles de septième magnitude.* Note de M. **Jean Delhaye**, présentée par M. André Danjon.

J'ai utilisé les mouvements propres du *General Catalogue* de B. Boss [1] pour déterminer le mouvement du Soleil et les éléments de l'ellipsoïde des vitesses résiduelles pour les étoiles de septième magnitude.

Les étoiles étudiées répondent aux caractéristiques suivantes :

| Groupe. | Magnitude app. | Type spectral. | Nombre d'étoiles. |
|---|---|---|---|
| A | $6,0 < m < 7,5$ | B8–A5 | 5089 |
| F | – | F0–F9 | 2748 |
| K | – | K0–K2 | 4439 |
| | | | 12276 |

Les mouvements propres donnés par le *General Catalogue* pour ces étoiles ont été ramenés partiellement au système du *Dritter Fundamentalkatalog* [2]

---

(1) *General Catalogue of* 33342 *stars for the epoch* 1950 (*Carnegie Inst. of Washington*, Pub. n° 468, 1937).

(2) A. Kopff, *Dritter Fundamentalkatalog des Berliner Astronomischen Jahrbuchs* (*Ver. Astr. Rechen-Insts.*, Berlin, Dahlem 54, 1937).

à l'aide de tables publiées antérieurement par le Dr Blaauw, de l'Observatoire de Leyde, et moi ([3]). Cette opération est justifiée dans l'introduction à ces tables.

La sphère céleste a été divisée en 26 régions limitées par des méridiens et des parallèles équatoriaux de façon à pouvoir les grouper dans l'un ou l'autre de deux ensembles distincts : *a*. la zone G comprise entre les parallèles galactiques de — 40° et + 40° de latitude; *b*. les calottes polaires galactiques situées au-dessous et au au-dessus des ces parallèles, et dont nous désignerons l'ensemble par P.

La méthode qui a été appliquée pour déterminer l'ellipse des vitesses et la projection du mouvement solaire pour chaque région et chacun des groupes A, F et K est la méthode indiquée par Schwarzschild et connue sous le nom de *deuxième méthode de Schwarzschild* ([4]).

Des solutions d'ensemble ont été calculées pour en déduire les éléments de la translation solaire et de l'ellipsoïde des vitesses résiduelles pour chacun des trois groupes, en considérant séparément les régions P et les régions G. Les résultats de ces solutions ont été réunis dans le tableau ci-après, les différentes notations utilisées ayant la signification suivante :

L, longitude galactique de la direction du grand axe de l'ellipsoïde des vitesses;
B, latitude galactique de cette direction;
K/H, rapport des axes de l'ellipsoïde (supposé de révolution autour de son grand axe dans l'hypothèse de Schwarzschild);
L′, longitude galactique de l'apex solaire;
B′, latitude galactique de l'apex solaire;
$V_0H$, rapport de la vitesse du Soleil au demi petit axe de l'ellipsoïde;
*em*(*x*), erreur médiane de la détermination de *x*.

| | Groupe A. | | Groupe F. | | Groupe K. | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | P. | G. | P. | G. | P. | G. |
| L | 350°,7 | 352°,3 | 345°,8 | 336°,3 | 335°,5 | 335°,9 |
| *em*(L) | 4°,6 | 4°,8 | 4°,8 | 2°,8 | 3°,8 | 3°,4 |
| B | +0°,8 | —2°,2 | —7°,1 | —6°,3 | —5°,7 | —3°,8 |
| *em*(B) | 8°,4 | 3°,7 | 8°,7 | 2°,2 | 6°,7 | 2°,6 |
| K/H | 0,552 | 0,585 | 0,571 | 0,580 | 0,692 | 0,637 |
| *em*(K/H) | 0,031 | 0,030 | 0,032 | 0,018 | 0,024 | 0,022 |
| L′ | 11°,4 | 12°,6 | 19°,1 | 20°,7 | 35°,3 | 32°,0 |
| *em*(L′) | 3°,5 | 3°,4 | 3°,4 | 3°,1 | 3°,3 | 2°,4 |
| B′ | +26°,3 | +20°,5 | +30°,1 | +18°,8 | +19°,4 | +17°,8 |
| *em*(B′) | 4°,7 | 2°,5 | 4°,9 | 2°,3 | 4°,5 | 1°,8 |
| $V_0H$ | 0,998 | 1,093 | 0,976 | 0,763 | 0,631 | 0,713 |
| *em*($V_0H$) | 0,059 | 0,056 | 0,063 | 0,036 | 0,032 | 0,028 |

([3]) *A table of systematic corrections to the proper motions of the General Catalogue* (*Bull. of the Ast. Inst. of the Netherlands*, 10, n° 400, 1949).

([4]) *Voir* par exemple : W. M. Smart, *Stellar Dynamics*, Chap. V (*Cambridge University Press*, 1938).

Cette étude confirme les déterminations antérieures, en fournissant pour les divers éléments cherchés des valeurs sensiblement plus précises. L'écart entre la direction du grand axe de l'ellipsoïde des vitesses et la direction du centre galactique (325° de longitude, 0° de latitude), particulièrement important pour les étoiles A, reçoit ici une nouvelle confirmation, de même que la variation systématique de la position de l'apex solaire avec le type spectral.

Les calculs détaillés seront publiés prochainement dans un autre recueil.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La représentation d'interaction et l'espace de configuration.* Note de M. **Jean G. Valatin**, présentée par M. Louis de Broglie.

Une formulation relativiste des interactions directes des particules qui résout les difficultés (¹) rencontrées par d'autres méthodes, est fournie dans la seconde quantification par la représentation d'interaction. Le trait essentiel de la méthode de la seconde quantification de caractériser l'état d'un système de particules à l'aide des états d'une seule particule ne peut pas être changé par le fait qu'il y a des interactions entre les particules. L'état d'une seule particule est dans la représentation d'interaction une notion relativiste correspondant aux fonctions d'onde dépendant du temps d'une particule libre. En introduisant les interactions d'une façon relativiste, on obtient une description relativiste.

Pour simplifier le langage, nous faisons abstraction dans ce qui suit des modifications dues aux états d'énergie négative des particules libres; des considérations analogues s'appliquent à la théorie du positron. L'équation d'onde d'un système d'électrons en interaction directe est dans la représentation d'interaction

$$(1a)\qquad i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Phi_V = V\Phi_V;\qquad \Phi_V = e^{\frac{i}{\hbar}Wt};\qquad V = e^{\frac{i}{\hbar}Wt}V_0\,e^{-\frac{i}{\hbar}Wt};$$

$$(1b)\qquad V = \int v(x, y, z, t)\,dx\,dy\,dz = \frac{1}{2}\sum(r_1 r_2 \mid V \mid s_1 s_2)\,a_{r_1}a_{r_2}a^{\star}_{s_2}a^{\star}_{s_1}.$$

Si l'opérateur V peut être écrit sous la forme (1 *b*), où $v(x, y, z, t)$ est en fonction des paramètres $x, y, z, t$ une expression de densité invariante relativiste, l'équation d'onde (1 *a*) a dans chaque système d'inertie la même forme. L'opérateur V formé à l'aide des éléments de matrice de Møller ou d'autres expressions relativistes (²), a cette propriété.

L'état d'un système d'électrons sans interaction correspond dans l'espace de configuration à une combinaison linéaire, avec des coefficients $v^{[r_1 \ldots r_f]}$ constants,

---

(¹) T. S. Chang, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 43, 1947, p. 183.

(²) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1283; 228, 1949, p. 1573.

de déterminants de Slater multi-temporels formés avec des fonctions d'onde obéissant à l'équation d'onde d'une particule libre. Les mêmes coefficients $v^{[r_1 \ldots r_f]}$ caractérisent l'état $\Phi_V$ du système [3] dans la représentation d'interaction de la seconde quantification. S'il y a des interactions entre les particules, les coefficients $v^{[r_1 \ldots r_f]}$ varient selon l'équation d'onde (1 *a*) et dépendent du paramètre de temps $t$ de cette équation. La fonction d'onde du système dans l'espace de configuration multi-temporel dépend donc également de ce paramètre de temps d'interaction, et l'on a pour la fonction d'onde de $f$ particules

$$(2)\quad \underline{\Phi}(t; x^{(1)}, t^{(1)}; \ldots; x^{(f)}, t^{(f)}) = \sum_{r_1 < \ldots < r_f} v^{[r_1 \ldots r_f]}(t)\, \underline{\Phi}_{[r_1 \ldots r_f]}(x^{(1)}, t^{(1)}; \ldots; x^{(f)}, t^{(f)}),$$

$$(2^a)\quad \underline{\Phi}_{[r_1 \ldots r_f]}(x^{(1)}, t^{(1)}; \ldots; x^{(f)}, t^{(f)}) = \frac{1}{\sqrt{f!}} \begin{vmatrix} \psi_{r_1}(x^{(1)}, t^{(1)}) & \ldots & \psi_{r_f}(x^{(1)}, t^{(1)}) \\ \ldots\ldots\ldots & \ldots & \ldots\ldots\ldots \\ \psi_{r_1}(x^{(f)}, t^{(f)}) & \ldots & \psi_{r_f}(x^{(f)}, t^{(f)}) \end{vmatrix}.$$

En écrivant pour les déterminants de Slater de la théorie uni-temporelle

$$\underline{\Phi}_{[r_1 \ldots r_f]}(x^{(1)}, 0; \ldots; x^{(f)}, 0) = \chi_{[r_1 \ldots r_f]}(x^{(1)}, \ldots, x^{(f)}),$$

on a pour $t = t^{(1)} = \ldots = t^{(f)}$ :

$$(3)\quad \left\{ \begin{aligned} &\underline{\Phi}(t; x^{(1)}, t; \ldots; x^{(f)}, t) = \sum_{r_1 < \ldots < r} c^{[r_1 \ldots r_f]}(t)\, \chi_{[r_1 \ldots r_f]}(x^{(1)}, \ldots, x^{(f)}), \\ &c^{[r_1 \ldots r_f]}(t) = v^{[r_1 \ldots r_f]}(t)\, e^{-\frac{i}{\hbar}\sum_{k=1}^{f} E_{r_k} t}, \end{aligned} \right.$$

où les cœfficients $c^{[r_1 \ldots r_f]}$ caractérisent dans la seconde quantification l'état $\Phi$ de la représentation de Schrödinger. L'équation d'onde (1 *a*) correspond dans l'espace de configuration multi-temporel à une équation d'onde donnant la dépendance de la fonction d'onde (2) du paramètre de temps $t$. Le sens de cette équation d'onde peut cependant n'être que symbolique, même abstraction faite de la création et l'annihilation de paires qui relient les fonctions d'onde correspondant aux valeurs différentes de $f$, puisque en général on ne pourra pas trouver des opérateurs fonctionnels correspondant aux opérateurs V de (1 *b*).

Pour décrire l'interaction des particules dans l'espace de configuration d'une façon relativiste, il faut donc introduire en dehors des variables de temps de chaque particule une variable de temps $t$, ou plus généralement des variables $x$, $y$, $z$, $t$, qui jouent le rôle de paramètres et sont liées aux interactions. Les observations correspondent en général à $t = t^{(1)} = \ldots = t^{(f)}$, mais pour passer d'un système de référence à un autre il faut pouvoir distinguer

---

(3) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 722.

entre les variables d'espace-temps des particules et celles de l'interaction. L'interaction est caractérisée par une sorte de champ, même si ce champ est déterminé par les particules mêmes. La théorie prend une forme plus covariante en introduisant au lieu du plan de simultanéité $t$ des surfaces du genre espace de l'espace-temps, et éventuellement un paramètre d'évolution perpendiculaire à une telle hypersurface. On voit alors que $x^{(i)}$, $t^{(i)}$ jouent le même rôle d'opérateur dans l'espace des fonctions d'onde (2 $a$), tandis que le paramètre d'évolution $t$ de (2) est lié aux paramètres $x$, $y$, $z$ qui figurent en (1 $b$).

Remarquons cependant qu'il n'est pas trés heureux de considérer la forme covariante de l'électrodynamique quantique comme une théorie super-multi-temporelle qui présente une analogie avec la théorie multi-temporelle ([4]). On peut introduire les surfaces du genre espace au lieu d'un plan de simultanéité également dans le cas d'une seule particule, et tandis que les différentes variables de temps de la théorie multi-temporelle correspondent à des particules et champs différents, les composantes de temps des points de l'hypersurface représentent des valeurs différentes de la même variable. La même théorie covariante exprimée dans l'espace de configuration mène cependant à une théorie multi-temporelle.

MAGNÉTISME. — *Propriétés ferromagnétiques des ferrites mixtes de cobalt et de zinc et de manganèse et de zinc.* Note de MM. **Charles Guillaud** et **Henri Creveaux**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous donnons en particulier les aimantations à saturation de ces divers ferrites, ainsi que leurs points de Curie et les aimantations spontanées.

Ces recherches prennent leur place dans le cadre d'une étude générale des ferrites simples et mixtes ([1]), ([2]), ([3]).

Les compositions moléculaires de ces ferrites répondent aux formules générales

$$Fe_2O_3,\ x\mathrm{CoO},\ (1-x)\mathrm{ZnO} \qquad \text{et} \qquad Fe_2O_3,\ x\mathrm{MnO},\ (1-x)\mathrm{ZnO}.$$

Ces compositions sont connues à 0,03 % près et l'excès ou le défaut d'oxygène est inférieur à 0,01 % en poids.

Pour chacune des compositions et aussi bien en ce qui concerne les ferrites de manganèse que de cobalt, nous avons mis au point des méthodes de prépa-

([4]) S. Tomonaga, *Progr. Theor. Phys.*, 1, 1946, p. 27; G. Wentzel, *Phys. Rev.*, 74, 1948, p. 1070.

([1]) *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 1331.

([2]) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 60.

([3]) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1256.

ration en choisissant convenablement la pression d'agglomération, la température et l'atmosphère de recuit. Nous préciserons ces méthodes dans une étude générale sur la préparation des ferrites.

*Propriétés magnétiques.* — Dans les tableaux I et II figurent les valeurs des aimantations $\sigma$ à 285° K, 77°,4 K, 20° K pour un champ intérieur de 18 500 Oe, ainsi que la saturation absolue $\sigma_{\infty,0}$ (moment magnétique d'un gramme à T=0° K, pour un champ infini); nous donnons également les valeurs de la saturation absolue rapportée à un atome et exprimée en magnétons de Bohr ($\mu_B$), ainsi que les points de Curie.

Tableau I.

| MnO(%). | $\sigma_{18\,500,\ 285°\,K}$. | $\sigma_{18\,500,\ 77°\,K}$. | $\sigma_{18\,500,\ 20°\,K}$. | $\sigma_{\infty,\ 0}$. | $n$ ($\mu_B$) | $\theta_f$ (°C). |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 10 | 11,8 | 84,5 | 92,1 | 115 | 4,91 | – |
| 15 | 33,2 | 111,8 | 130,2 | 146 | 6,23 | – |
| 20 | 55,0 | 129,7 | 150,1 | 160 | 6,78 | 70 |
| 23 | 63,0 | 134,6 | 154,4 | 163 | 6,89 | 108 |
| 26 | 71,6 | 138,0 | 156,6 | 165 | 6,95 | 136 |
| 29 | 80,5 | 140,3 | 156,6 | 163 | 6,87 | 156 |
| 30 | 79,6 | 143,0 | 157,1 | 163 | 6,84 | 164 |
| 32 | 84,2 | 140,7 | 150,5 | 155 | 6,50 | 180 |
| 36 | 90,4 | 138,0 | 144,6 | 146 | 6,10 | 218 |
| 40 | 91,5 | 129,75 | 133,4 | 134,1 | 5,58 | 240 |
| 45 | 89,0 | 121,7 | 124,2 | 124,5 | 5,15 | 266 |
| 50 | 80,0 | 105,8 | 109,1 | 110,6 | 4,56 | 295 |

Tableau II.

| CoO(%). | $\sigma_{18\,500,\ 285°\,K}$. | $\sigma_{18\,500,\ 77°\,K}$. | $\sigma_{18\,500,\ 20°\,K}$. | $\sigma_{\infty,\ 0}$. | $n$ ($\mu_B$). | $\theta_f$ (°C). |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 10 | 18,5 | 62,0 | 72,6 | 95 | 4,06 | 25 |
| 15 | 39,3 | 91,1 | 95,5 | 114 | 4,90 | 82 |
| 20 | 61,0 | 119,2 | 126,0 | 130 | 5,78 | 137 |
| 30 | 87,5 | 128,5 | 133,2 | 143,0 | 6,03 | 275 |
| 40 | 93,7 | 110,0 | 110,0 | 115,5 | 4,87 | 389 |
| 45 | 90,0 | 93,9 | 94,1 | 102,0 | 4,29 | 460 |
| 50 | 83,6 | 83,0 | 82,6 | 87,5 | 3,67 | 515 |

D'après Néel (4), ces moments à saturation doivent s'extrapoler, pour un ferrite de zinc, à 10 $\mu_B$. Il en est bien ainsi (*fig.* 1) et la droite remarquablement bien définie n'est pas tangente à la courbe, mais représente effectivement la variation du moment jusqu'à une teneur de 30 % de l'ion bivalent. La variation totale du moment est de 6,3 $\mu_B$ dans le cas du cobalt et de 5,4 $\mu_B$ pour le manganèse.

---

(4) *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 375.

Nous reviendrons sur cette importante question à la suite de l'étude que nous achevons sur les systèmes

$$Fe_2O_3,\ xMnO,\ (1-x)NiO \quad \text{et} \quad Fe_2O_3,\ xNiO,\ (1-x)CoO.$$

Les points de Curie varient linéairement comme le montre la figure 1. En ce qui concerne les ferrites de manganèse, les points de Curie des ferrites

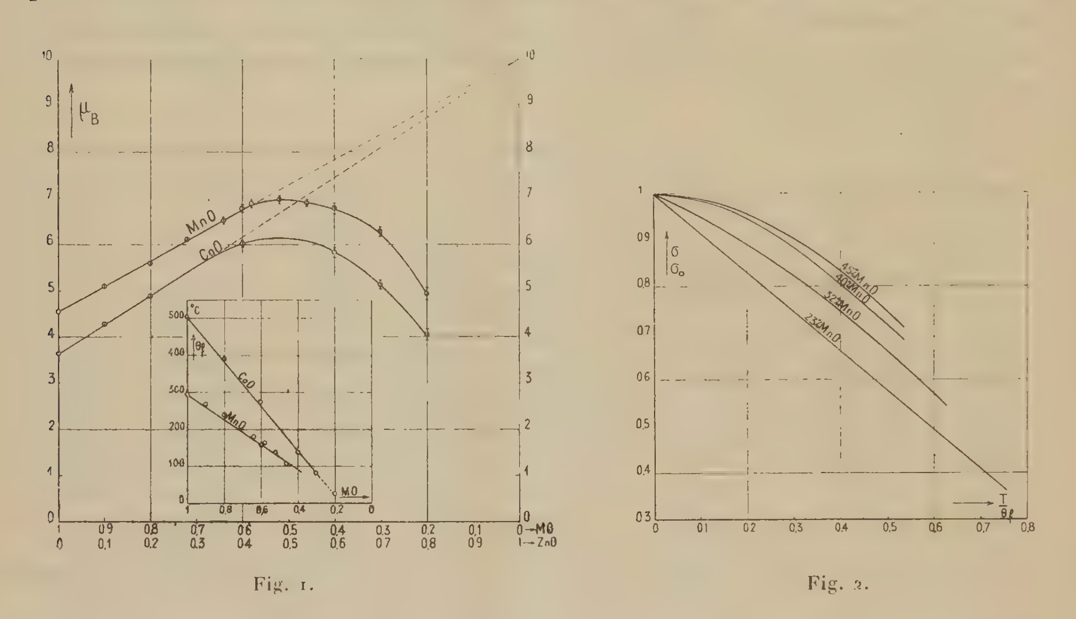



Fig. 1.

Fig. 2.

contenant moins de 20 % de Mn sont peu précis, à cause d'une région s'étendant sur une trentaine de degrés où il est difficile de définir l'aimantation spontanée.

Nous donnons dans la figure 2 quelques aimantations spontanées des ferrites de manganèse. On observe une variation linéaire pour les teneurs en MnO s'étendant de 20 à 30 %.

MAGNÉTISME. — *Une nouvelle méthode pour le dosage des gaz paramagnétiques.* Note de M. **Karl F. Luft**, présentée par M. Maurice Roy.

On connaît déjà plusieurs méthodes de dosage des gaz paramagnétiques, notamment de l'oxygène, en utilisant les effets produits dans ces gaz par un champ magnétique non uniforme. L'une de ces méthode (¹) utilise un effet thermomagnétique mixte; dans l'autre (²), on mesure directement la force exercée sur une balance entourée du gaz à analyser.

(¹) F. Klauer, E. Turowski et T. V. Wolff, *Zs. f. Techn. Phys.*, 22, 1941, p. 223-228.

(²) W. Pauling, R. E. Wood et H. J. Sturdivant, *J. of Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 795-798.

La mesure directe de la force magnétique a l'avantage de ne pas être influencée par des effets secondaires produits par la conductibilité thermique, la capacité calorifique, etc., du mélange à analyser, mais elle est difficile à réaliser parce que cette force est extrêmement faible.

La méthode présentée ici consiste, en appliquant un champ magnétique modulé, à détecter les variations de pression provoquées dans le gaz à analyser avec un condensateur à membrane sensible et à amplifier et mesurer la tension alternative, produite par le condensateur.

Cette méthode de mesure de faibles pressions est essentiellement la même que dans l'analyseur de gaz ([3]) basé sur l'absorption infrarouge.

Pour mesurer la pression à l'extérieur du champ, il est nécessaire de produire une différence de susceptibilité dans le gaz, soit en utilisant un gaz de comparaison, soit en soumettant le gaz à un chauffage localisé. Pour doubler la sensibilité et pour rendre le système entièrement symétrique, nous utilisons deux tubes de mesure, chauffés partiellement et qui communiquent avec les deux chambres du condensateur, séparées par la membrane flexible. Les tubes se trouvent entre les pièces polaires coniques d'un aimant permanent. L'une de ces pièces, qui est asymétrique, tourne avec une vitesse de rotation de 25 Hz. Ainsi, le champ agissant sur les tubes est modulé, sans que la réluctance du circuit magnétique soit changée.

La différence de pression agissant sur la membrane se calcule d'après la formule

$$\Delta p = x_0 (H_{max}^2 - H_{min}^2) \left\{ \left(\frac{T_0}{T_1}\right)^2 - \left(\frac{T_0}{T_2}\right)^2 \right\},$$

où les symboles désignent :

$x_0$, susceptibilité de volume à la température $T_0$;

$H_{max}$, $H_{min}$, intensité du champ, dans les positions respectivement maximum et minimum;

$T_1$, température dans la partie froide du tube de mesure;

$T_2 = T_{max}/C$ ($T_2$, température efficace de la partie chaude; $T_{2max}$, température maximum).

Le coefficient C dépend de la répartition du champ et de la température et est, comme on peut le montrer dans notre cas, égal à 1,05.

Les autres valeurs pour notre première réalisation sont :

$H_{max} = 5\,500$ œrsted,
$H_{min} = 2\,600$ »,
$T_0 = 293^\circ K$,
$T_1 = 313^\circ K$,
$T_{2max} = 423^\circ K$.

Il en résulte pour l'air ($x_0 = 0{,}029 \cdot 10^{-6}$), $\Delta p = 0{,}26$ barye.

([3]) K. F. Luft, *Zs. f. Techn. Phys.*, 24, 1943, p. 97-104.

La valeur mesurée $\Delta p = 0{,}15$ barye est en accord satisfaisant avec le résultat théorique, si l'on tient compte de toutes les erreurs possibles et des pertes de la transmission de pression.

Le bruit de fond de l'appareil est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$ barye. Il s'ensuit qu'on peut détecter une concentration d'oxygène de 0,04 %.

Dans l'appareil définitif, on utilisera un matériel magnétique plus puissant. En doublant le champ, la concentration décelable est réduite à 0,01 % $O_2$. Cette sensibilité suffira pour la plupart des cas pratiques.

Les avantages essentiels de la méthode sont les suivants : mesure exacte de la susceptibilité sans interférence d'autres qualités du mélange, sensibilité, facilité de mesurer la différence de la teneur d'oxygène de deux gaz, et vitesse de réponse. En utilisant des tubes capillaires pour l'alimentation des tubes de mesure avec le gaz à analyser, on peut réduire le volume mort à quelques dixièmes de centimètre cube, et obtenir facilement un temps de réponse de l'ordre d'une seconde. Cette vitesse de réponse permettra de suivre des variations relativement rapides de la concentration d'oxygène, comme par exemple dans l'air expiré, problème important pour la recherche sur le métabolisme basal.

PHOTOMÉTRIE. — *Combinaison optique simple de transmission spectrale ajustable à volonté pour la photométrie hétérochrome et la colorimétrie.* Note (*) de M. **Jean Terrien**, présentée par M. Albert Pérard.

Un filtre interférentiel en coin, dont la bande de transmission s'échelonne le long du spectre visible, transmet un spectre dans lequel on peut modifier arbitrairement la répartition de l'énergie par un masque. On peut ainsi par exemple obtenir d'un récepteur photométrique placé à la suite une réponse conforme à la courbe de visibilité internationale ou proportionnelle aux coordonnées trichromatiques.

Le problème de la photométrie hétérochrome sera pratiquement résolu lorsqu'on saura constituer un photomètre simple, de prix abordable, dont la réponse soit conforme à la courbe de visibilité internationale. Un tel photomètre se compose d'un récepteur, cellule photoélectrique ou pile thermoélectrique, dont la sensibilité spectrale est modifiée par un dispositif absorbant qui a été réalisé jusqu'ici par deux méthodes. Dans la première on superpose des verres colorés ou des cuves à liquide choisis de façon que l'ensemble présente une courbe de transmission spectrale voisine de la courbe désirée; cette solution ne peut être rigoureuse, le choix des filtres absorbants étant limité. Dans la seconde, un spectrographe disperse la lumière en un spectre, et un masque de profil convenable ne transmet que la proportion désirée à chaque longueur d'onde; la lumière de composition ainsi modifiée est ensuite recombinée sur le récepteur. Cette deuxième solution, parfaite en principe,

---

(*) Séance du 12 avril 1950.

puisqu'on est entièrement maître de la transmission spectrale de l'ensemble, a l'inconvénient d'être coûteuse, la production d'un spectre suffisamment pur et dispersé exigeant une optique et une mécanique encombrantes et précises.

La solution que je propose allie la simplicité des filtres colorés à la perfection de principe et à la souplesse du masque spectral. On sait que les filtres interférentiels, véritables étalons de Fabry-Perot, transmettent une bande spectrale dont la longueur d'onde dépend de l'épaisseur de la couche qui sépare les deux miroirs. Le laboratoire de C. Dufour (Compagnie des Compteurs) a déjà réalisé des filtres dont l'épaisseur varie d'un bord à l'autre et dont la bande spectrale transmise est variable. Un tel filtre fournit donc, par simple transmission, un spectre où l'on peut placer un masque de profil déterminé. Il semble possible d'obtenir de ces filtres une pureté spectrale et une luminosité analogues à celles d'un monochromateur à prismes, avec une dispersion facilement accrue. On obtient donc tous les avantages de la seconde méthode, simplement avec un ou plusieurs filtres interférentiels, d'épaisseur variable, convenablement diaphragmés, placés dans un faisceau parallèle entre deux objectifs. Les qualités de ce dispositif ne pourront que s'améliorer avec les progrès des filtres interférentiels; selon C. Dufour, on trouverait des avantages pratiques à remplacer la variation continue de la bande passante par une variation échelonnée.

Nous n'avons parlé que de la photométrie hétérochrome, mais les mêmes méthodes permettent d'obtenir du récepteur toute réponse définie par une fonction de la longueur d'onde : coordonnées trichromatiques d'une lumière colorée, ou d'une surface colorée éclairée par une lumière blanche étalon A, B ou C, même si cette surface est éclairée pendant la mesure par une autre lumière pourvu que le profil du masque en tienne compte, répartition de la lumière d'une source dans des bandes spectrales sélectionnées, valeurs photométriques pour la vision nocturne, activité photosynthétique pour la culture en lumière artificielle, etc.

Sans décrire l'appareil qui va être construit selon les indications qui précèdent, signalons-en seulement une particularité qui met également à profit une propriété des filtres interférentiels : l'emploi en parallèle de deux cellules sensibles principalement l'une au bleu l'autre au rouge, la lumière étant divisée sans perte appréciable par un filtre interférentiel à 45° qui réfléchit sur l'une ce qu'il ne transmet pas sur l'autre. La sensibilité spectrale d'une telle combinaison peut être ajustée dans de larges limites par le choix du filtre séparateur, ce qui à la fois facilite le façonnage du profil spectral et réduit les pertes de lumière qu'il impose.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la théorie des spectromètres à rayons β utilisant un champ magnétique axial uniforme.* Note (*) de M. **Pierre Hubert**, présentée par M. Frédéric Joliot.

A la suite des articles de Du Mond ([1]) et Persico ([2]) concernant la théorie des spectromètres à champ magnétique axial uniforme, il me semble intéressant de faire ressortir les faits suivants :

1° Dans le cas d'une source ponctuelle il est théoriquement possible d'obtenir, à luminosité égale, le même pouvoir séparateur que celui calculé par Du Mond avec trois diaphragmes convenablement disposés au lieu de quatre comme l'indique cet auteur ;

2° Avec quelques diaphragmes supplémentaires, il est possible d'obtenir une courbe de réponse (nombre d'électrons reçus dans le récepteur en fonction de l'intensité du champ lorsque la source émet une raie d'électrons monocinétiques) très voisine d'une courbe limite possédant une largeur totale moitié, et une largeur à mi-hauteur égale aux 3/4 de la valeur calculée dans le cas précédent ;

3° Cette disposition des diaphragmes peut également s'appliquer au cas d'une source étendue. Elle semble plus avantageuse que la disposition habituelle, bien qu'il ne soit pas possible alors de déterminer simplement le gain obtenu.

4° Une disposition similaire pourrait être utilisée dans un spectromètre à champ magnétique axial non uniforme (lentille magnétique mince ou épaisse) à condition de savoir déterminer les trajectoires avec suffisamment de précision.

La figure 1 *a* représente le dispositif habituel dans les conditions d'ouverture optimum. La courbe de réponse est alors représentée en 1 *b*.

La figure 2 *a* représente le dispositif préconisé. On remarquera la présence d'un seul diaphragme intérieur $D_1$.

L'emploi de $D_1$, $D_2$ et $D_3$ fournit la même courbe de réponse qu'en 1 *b*. L'adjonction de $D_4$ permet d'obtenir 2 *b* très voisine de la courbe limite 2 *c*, qui est obtenue théoriquement avec une infinité de diaphragmes remplissant la zone hachurée et dont les bords définissent la surface de révolution, lieu des anneaux de focalisation ([3]) lorsque $\alpha$ varie, les autres facteurs demeurant constants.

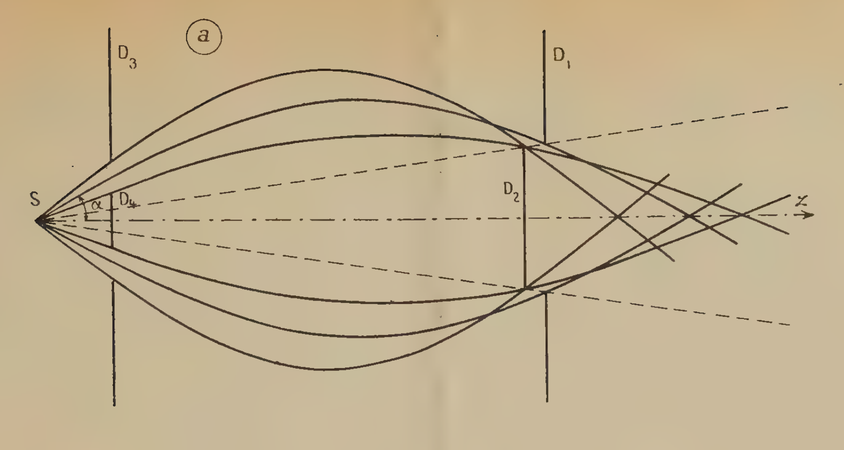
---

(*) Séance du 26 septembre 1949.

([1]) *Rev. of Scient. Instr.*, 3, 1949, p. 160.

([2]) *Rev. of Scient. Instr.*, 3, 1949, p. 191.

([3]) Witcher, *Phys. Rev.*, 60, 1941, p. 38.



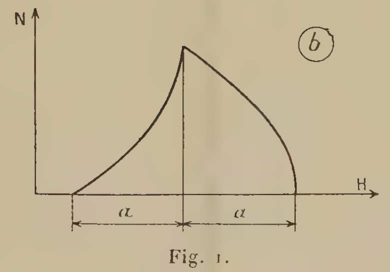
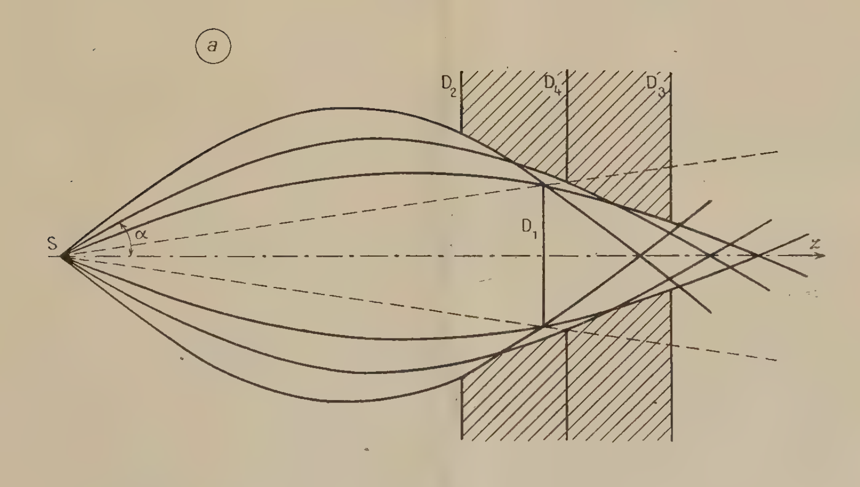




Fig. 1.



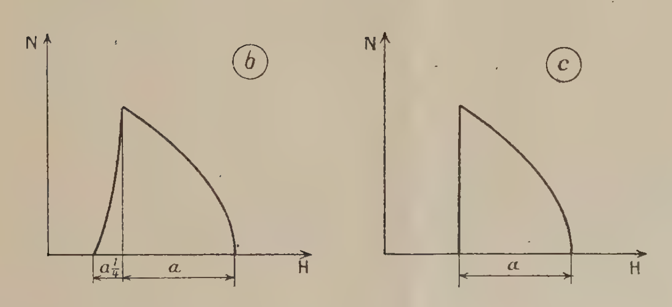




Fig. 2.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Solubilité de la gélatine dans l'eau froide.* Note de M. **Jacques Pouradier**, présentée par M. Paul Pascal.

Au contact de l'eau froide, même en dessous de la température de dispersion, la gélatine gonflée se dissout lentement (1) (2). Plusieurs auteurs ont essayé de déterminer la nature de la gélatine ainsi dissoute : Liepatov (3) (4) en a mesuré la masse moléculaire et Goddard (5) a recherché le mécanisme de la dissolution. D'après ces travaux, le passage de la gélatine de l'état insoluble dans l'eau froide à l'état soluble correspondrait à une scission des liaisons latérales entre les chaînes polypeptidiques constituant le squelette de la molécule et, après extraction par évaporation de l'eau, la gélatine dissoute, à la différence de la gélatine initiale, serait entièrement soluble à froid. Au contact de l'eau froide, il y aurait transformation de la gélatine qui perdrait ses propriétés d'association.

La difficulté de cette étude provient de la faible solubilité de la gélatine à froid (environ 1 g/l) et de l'impossibilité de l'extraire de solutions si diluées, car on ne peut la précipiter et, durant l'évaporation de l'eau, elle subit une dégradation importante; la substance sèche a des propriétés différentes de celles de la gélatine en solution.

Une étude de la nature de la gélatine dissoute à froid doit donc être effectuée sur les solutions mêmes. Afin de déterminer si la dissolution de la gélatine dans l'eau froide est accompagnée d'une modification de structure, nous comparerons les propriétés des solutions obtenues à froid avec celles de solutions de la même gélatine à la même concentration, mais obtenues par dispersion normale. Pour que cette comparaison soit valable, il est nécessaire d'opérer sur des gélatines fractionnées aussi homogènes que possible, afin d'éliminer l'influence de la variation de la solubilité avec la masse moléculaire.

Nos mesures ont porté sur deux gélatines fractionnées, la Z 720 extraite d'une gélatine de peau, et la T 120 extraite d'une gélatine d'os. En faisant varier la température et la durée de contact entre la gélatine et l'eau, nous avons obtenu des solutions de concentrations différentes.

La gélatine gonflée fut lavée une première fois avec une grande quantité d'eau pour éliminer les impuretés et les sels minéraux retenus. Sur chacune des solutions obtenues, nous avons mesuré la viscosité spécifique $(\eta - \eta_0)/\eta_0$ à 35° afin d'opérer sur des solutions moléculairement dispersées (6) après les avoir ajustées au pH isoéléctrique de la gélatine. Nous avons également, pour certaines solutions, mesuré la masse moléculaire d'après la pression osmotique.

Soit $\eta 1_{sp}$ la viscosité spécifique de la gélatine dissoute à froid et $\eta 2_{sp}$ celle de la gélatine initiale à la même concentration, le rapport $k = (\eta 1_{sp}/\eta 2_{sp})$ est

---

(1) Knaggs, Manning et Schryver, *Biochem. J.*, 17, 1923, p. 473.
(2) E. W. I. Mardles, *Koll. Zeits.*, 57, 1931, p. 183.
(3) S. M. Liepatoff et J. Potilowa, *Koll. Zeits.*, 69, 1934, p. 73.
(4) S. M. Liepatoff et I. N. Putilowa, *Koll. Zeits.*, 71, 1935, p. 83.
(5) *Jl. Soc. Chem. Ind.*, 41, 1942, p. 176.
(6) J. Pouradier, et A. M. Venet, *J. Chim. Phys.*, 47, 1950, p. 11.

susceptible de renseigner sur les modifications de la molécule lors de la dissolution. Il en est de même du rapport K des masses moléculaires $M_1$ et $M_2$ de la gélatine dissoute à froid et de la gélatine initiale.

| | Z 720 { $M_2 = 46000$. η intrinsèque = 0,215. | | | T 120 { $M_2 = 84000$. η intrinsèque = 0,355. | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $c$ (%) | 0,017 | 0,031 | 0,119 | 0,025 | 0,059 | 0,131 |
| $\eta_{\text{sp}} \cdot 10^3$ | 3,08 | 7,35 | 28,4 | 9,96 | 20,3 | 43,7 |
| $M_1$ | 40000 | – | 42000 | 72000 | – | 80000 |
| $k$ | 0,85 | 1,09 | 1,08 | 1,11 | 0,95 | 0,91 |
| K | 0,87 | – | 0,91 | 0,86 | – | 0,96 |

Les erreurs expérimentales sont importantes en raison des faibles concentrations. Cependant, d'après ces mesures, les caractéristiques des fractions dissoutes et des gélatines initiales sont du même ordre de grandeur, ce qui semble prouver que les dimensions et la structure moléculaires ne varient pas lors de la dissolution à froid.

Par conséquent, contrairement aux hypothèses des auteurs précédents, la dissolution à froid ne proviendrait pas d'une modification de la molécule de gélatine.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Diagramme d'équilibre de la transformation ordre ⇌ désordre dans les ferronickels voisins de* $Ni_3Fe$. Note de M. **Émile Josso**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Application de la méthode dilatométrique différentielle à la détermination de la température critique T$c$ de la transformation ordre ⇌ désordre dans les ferronickels purs voisins de $Ni_3Fe$. Diagramme d'équilibre de cette transformation entre 68 et 80 % de nickel.

L'établissement de l'état ordonné dans le ferronickel $Ni_3Fe$ s'accompagne, ainsi que je l'ai montré [1], d'une importante condensation, alors que la destruction de l'ordre se manifeste par une expansion. Au moyen d'un dilatomètre différentiel de haute sensibilité, j'ai entrepris, au laboratoire d'Imphy, l'étude du phénomène dans une série d'alliages encadrant $Ni_3Fe$ et, par la méthode décrite plus loin, déterminé la température critique T$c$ de leur transformation ordre ⇌ désordre.

L'étude a porté sur sept alliages très purs, préparés par frittage, à teneurs en nickel régulièrement étagées entre 68 et 80 % Ni (C < 0,01 %; Mn et Si traces); en deçà et au delà de ces limites, l'aptitude à la mise en ordre est considérablement plus faible, et la singularité dilatométrique associée au phénomène devient d'une amplitude insuffisante pour être étudiée avec précision.

(1) *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 594.

Les éprouvettes, obtenues à l'état désordonné par hypertrempe à 1000° dans l'huile, sont soumises à un revenu de 100 heures à différentes températures $\theta_r$, maintenues constantes à $\pm$ 1° près. Puis, leur état structural est contrôlé par un essai au dilatomètre poussé jusqu'à 750°. Si $\theta_r$ est inférieur à $Tc$, le revenu crée un état ordonné; la destruction de cet état au cours de l'essai dilatométrique consécutif se manifeste par une expansion, dont l'amplitude $\Delta l/l$ caractérise le degré d'ordre créé par le revenu. Si $\theta_r$ est supérieur à $Tc$, le revenu n'agit pas sur l'état désordonné et la courbe dilatométrique n'accuse aucune expansion.

La figure 1 résume, pour les compositions étudiées, la variation de l'amplitude $\Delta l/l$, en fonction de la température $\theta_r$ du revenu isotherme. Les courbes relatives aux alliages à 69,9, 71,9, 74,0, 76,2 et 78,1 % Ni ont une évidente parenté d'allure. A 400°, température où la diffusion est lente, le degré d'ordre établi au bout de 100 heures est faible; il croît avec la température $\theta_r$, atteint un maximum, puis s'abaisse pour tomber brusquement quand l'alliage avoisine $Ni_3Fe$. Il suffit alors de faire varier de quelques degrés la température pour passer d'un état hautement ordonné à l'état pratiquement désordonné: en pareil cas la température critique est définie avec une précision estimée à $\pm$ 2°. Cette quasi-discontinuité dans les états structuraux est conforme aux prévisions des théories de l'ordre à longue distance (²) et de l'ordre à courte distance (³). Lorsque la composition s'éloigne de $Ni_3Fe$ (*voir* les courbes des alliages à 68,0 et 80,3 % Ni) le passage de l'ordre au désordre devient plus

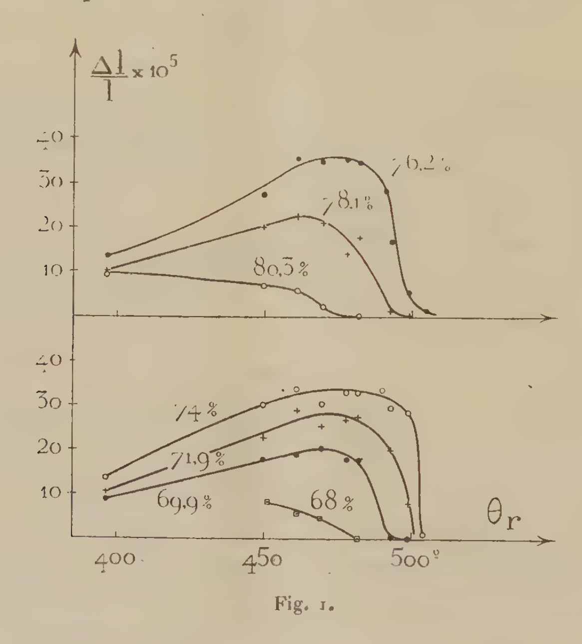


Fig. 1.

(²) W. L. Bragg et E. J. Williams, *Proc. Roy. Soc.*, A 145, 1934, p. 699.
(³) R. Peierls, *Proc. Roy. Soc.*, A 154, 1936, p. 207.

progressif; mais on peut encore définir, avec une incertitude de l'ordre de ± 5°, la température T$c$ au-dessous de laquelle le métal commence à s'ordonner par revenu consécutif à l'hypertrempe.

La figure 2, qui reproduit la variation de la température critique T$c$ en

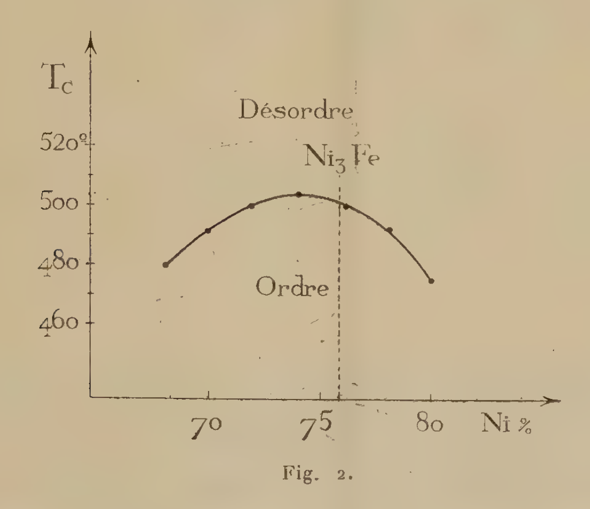



Fig. 2.

fonction de la teneur en Ni, établit le diagramme d'équilibre de la transformation ordre ⇌ désordre entre 68 et 80 % Ni : T$c$ passe par un maximum égal à 503° ± 2°.

Fait remarquable, malgré la haute pureté des alliages et les précautions prises pour en assurer l'homogénéité, l'abscisse de ce maximum n'est pas à l'aplomb de $Ni_3Fe$ (75,9 % Ni), mais voisine de 74 % Ni.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur un monohydrate de carbone* H.CO.H. Note (*) de M. **Henry Gault**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Une récente communication de E. Riesz (1) sur le processus de l'assimilation chlorophylienne dans lequel il fait intervenir une forme H.CO.H de l'aldéhyde formique, déjà soupçonnée par M. A. Kusin (2), m'amène à exposer, avant que j'aie pu la vérifier expérimentalement, l'hypothèse analogue que m'ont suggérée mes recherches sur les réactions de β-hydroxycarbonylation. J'ai expliqué le mécanisme de ces réactions, c'est-à-dire de la condensation aldolique ou cétolique de deux composés carbonylés en solution aqueuse, par l'union de la forme hydrate (I) de l'un des composés et de la forme énolique

(*) Séance du 12 avril 1950.

(1) *Ier Congrès international de Biochimie*, août 1949.

(2) *Journal Russe de Chimie générale*, 5, (67), 1935, p. 1373; 7, (69), 1937, p. 2954; 8, (70), 1938, p. 759.

(II) de l'autre composé qui, toutes les fois où elles se trouvent en présence, tendent à se combiner suivant une réaction de condensation (III) unique ou, en tout cas, prépondérante ([3]) :

$$\underset{(I)}{-CH-\underset{\underset{O}{\|}}{C}- \;\underset{-H_2O}{\overset{+H_2O}{\rightleftarrows}}\; -CH-C\begin{smallmatrix}OH\\ -O\\ OH\end{smallmatrix}} \qquad \underset{(II)}{-CH-\underset{\underset{O}{\|}}{C}- \;\rightleftarrows\; -C=\underset{\underset{OH}{|}}{C}-}$$

$$\underset{(III)}{-C=\underset{\underset{OH}{|}}{C}- + -CH-C\begin{smallmatrix}OH\\ OH\end{smallmatrix} \;\rightarrow\; -C-C\begin{smallmatrix}OH\\ OH\end{smallmatrix} \atop {\begin{smallmatrix}|\\ -C-OH\\ |\\ -CH\\ |\end{smallmatrix}} \;\rightarrow\; -C-C=O \atop {\begin{smallmatrix}|\\ -C-OH\\ |\\ -CH\\ |\end{smallmatrix}}}$$

Il m'a paru possible de transposer cette hypothèse au cas des réactions d'$\alpha$-hydroxycarbonylation dont l'exemple le plus frappant est relatif à la dimérisation du formaldéhyde en aldéhyde glycolique en solution aqueuse, sous l'action des agents alcalins les plus faibles. Le formaldéhyde existant presque exclusivement sous la forme d'hydrate $CH_2{<}^{OH}_{OH}$, on peut trouver une explication de la formation de l'aldéhyde glycolique en admettant que cette forme hydrate entre en réaction avec un composé antagoniste susceptible de la fixer suivant un mécanisme analogue à celui de la $\beta$-hydroxycarbonylation. Je pense que ce composé antagoniste ne peut être précisément que la forme ${>}C{<}^{H}_{OH}$, et je cherche à en prouver l'existence par des déterminations spectrophotométriques rentrant dans le cadre de l'étude générale que j'ai entreprise, en 1948, avec M. C. Bloch, sur la structure hydratée, d'une part d'aldéhydes acycliques à chaîne longue, et d'autre part, d'aldéhydes aromatiques.

La dimérisation du formaldéhyde résulterait ainsi de la condensation de cette forme H.CO.H, monohydrate de carbone, avec la forme hydrate de formaldéhyde $CH_2{<}^{OH}_{OH}$.

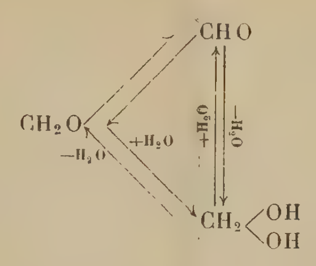
$$>\underset{\underset{OH}{|}}{\overset{\overset{H}{|}}{C}} + \begin{smallmatrix}HO\\ HO\end{smallmatrix}{>}CH_2 \;\rightarrow\; \underset{\underset{OH}{|}}{\overset{\overset{H}{|}}{C}}\begin{smallmatrix}OH\\ CH_2OH\end{smallmatrix} \;\rightarrow\; OCH-CH_2OH.$$

On peut penser qu'en solution aqueuse, le formaldéhyde serait ainsi un mélange de trois formes en équilibre : deux formes hydratées H.CO.H et

---

([3]) H. Gault, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 396.

$CH_2(OH)_2$ et une forme anhydre $CH_2O$ :




Si le formaldéhyde constitue le premier terme de la fixation de l'eau sur le carbone libéré par l'assimilation chlorophylienne, il est raisonnable de penser que cette fixation s'effectue au premier stade avec production du monohydrate de carbone H.CO.H.

## CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse d'une valine marquée* $(CH_3)_2-\overset{*}{C}H-CH(NH_2)-COOH$.

Note (*) de M. **Jésus Anatol**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Il est inutile de souligner l'intérêt que représente l'obtention d'amino-acides marqués, étant donné le rôle prépondérant qu'ils jouent dans la chimie des protéines, constituants de la nature vivante. C'est pourquoi, à la demande de M. Bugnard, M. et Mme Tréfouël, M. Machebœuf, nous nous sommes attaché à préparer une valine dans laquelle le groupement isopropylique renferme un carbone marqué. L'isotope nous a été fourni sous la forme de $\overset{*}{C}NK(C_{13})$. Nous avons donc choisi une méthode de préparation de la valine telle que la matière première possède déjà l'isotope dans la position voulue.

Trois méthodes de préparation de la valine sont courantes :

*a*. Méthode de Strecker (1) :

$$(CH_3)_2CHCHO + HCN + NH_3 \xrightarrow{\text{et hydrolyse}} (CH_3)_2CHCH(NH_2)-COOH \qquad (\text{Rdt } 20\,\%).$$

*b*. Méthode générale de préparation des acides aminés :

$$(CH_3)_2CHCH(\text{hal})-COOH + NH_3 \rightarrow \text{Hal}NH_4 + (CH_3)_2CHCH(NH_2)COOH \quad (^2) \quad (\text{Rdt } 42\,\%).$$

*c*. Méthode de Sörensen récemment modifiée (3) qui part d'un halogénure

(*) Séance du 3 avril 1950.

(1) *Lipp. Ann.*, 205, 1880, p. 18.

(2) *Org. Synth.*, 20, 1940, p. 106.

(3) *J. Chem. Soc.*, 1949, p. 1040.

d'isopropyle :

$$(CH_3)_2CHhal + Na-C\begin{matrix}\diagup(COOC_2H_5)_2\\ \diagdown NH-COCH_3\end{matrix} \rightarrow ClNa + (CH_3)_2CHC\begin{matrix}\diagup(COOC_2H_5)_2\\ \diagdown NH-COCH_3\end{matrix}$$

$$\overset{III}{\rightarrow} (CH_3)_2CHCH(NH_2)-COOH$$

(Rdt 31,5 %).

Aucune de ces méthodes, appliquées à nos essais de préparation de la valine sans carbone marqué, ne nous a donné d'aussi bons rendements que celle que nous avons finalement adoptée :

1° Préparation de l'aldéhyde isobutylique ([4]) $(CH_3)_2CHCHO$.

1° Préparation de l'isopropyl-5-hydantoïne $(CH_3)_2CHCH\begin{matrix}\diagup CO-NH\\ \quad\quad | \\ \diagdown NH-CO\end{matrix}$ ([5]), ([6]).

3° Hydrolyse de cette dernière en $(CH_3)_2CH-CH(NH_2)-COOH$. Ces deux dernières opérations se font avec un rendement de 65-70 %, calculé à partir de l'aldéhyde ([7]).

Cette méthode, très simple, est absolument générale. Nous l'avons étendue, en particulier, aux aldéhydes laurique et diéthylacétique pour obtenir les deux acides aminés suivants, jusqu'ici non décrits :

$$CH_3(CH_2)_{10}CH(NH_2)COOH \quad (2805\ CT)$$

et

$$(C_2H_5)_2CHCH(NH_2)COOH \quad (2834\ CT).$$

Dans une prochaine Note nous en donnerons la préparation détaillée et les propriétés physiologiques.

La valine, avec $C_{14}$, pourrait être préparée d'une manière identique.

Les mesures de concentration d'isotope ont été effectuées par M. et Mme Coursaget avec le spectromètre de masse de l'Institut National d'Hygiène.

*Partie expérimentale :*

$$\check{C}NK : 7^g,9 \rightarrow \check{C}NAg\ (Rdt\ 16^g,19) \rightarrow C_2H_5OCH_2\check{C}N$$

$$\rightarrow C_2H_5OCH_2\check{C}OOC_2H_5\ (Rdt\ 9^g,46)$$

$$\xrightarrow{2\,IMgCH_3} C_2H_5OCH_2\overset{*}{C}OH(CH_3)_2\ (Rdt\ 6^g,3)$$

soit par rapport à $\check{C}NK = 44\ \%$.

Nous avons envisagé de marquer également les groupes méthyle. Notre travail a été limité par le prix de $I\check{C}H_3$. Nous signalons qu'en faisant agir ce

---

([4]) Sommelet, *Ann. Chim.*, 8e série, 9, 1906, p. 500.

([5]) H. Bergs, *Chem. Zentz.*, 1, 1933, p. 1018.

([6]) Bucherer, *J. Prakt. Chem.*, 141, 1934, p. 43.

([7]) Au moment de corriger les épreuves nous prenons connaissance (*Chem. Abstr.*, 44, 1950, p. 2017) d'un brevet de la Maison Merck pour la préparation de la *dl*-valine d'après la méthode que nous avons nous-même mise au point.

dernier d'une façon progressive on pourrait obtenir les cinq isomères

$$\begin{matrix}C\\C\end{matrix}\!>\overset{*}{C}\qquad \begin{matrix}\overset{*}{C}\\C\end{matrix}\!>C\qquad \begin{matrix}\overset{*}{C}\\C\end{matrix}\!>\overset{*}{C}\qquad \begin{matrix}\overset{*}{C}\\\overset{*}{C}\end{matrix}\!>C\qquad \begin{matrix}\overset{*}{C}\\\overset{*}{C}\end{matrix}\!>\overset{*}{C}$$

qui pourraient être utilisés dans l'étude des transméthylations

L'action de l'acide oxalique anhydre sur l'éther du glycol précédent donne l'aldéhyde isobutylique qui, sans être isolé, est traité par $CNK + CO_3(NH_4)_2$ et fournit l'hydantoïne avec un rendement de 3g,66, soit 48 % pour les deux dernières opérations et, par rapport à $\overset{*}{C}NK = 21,3$ %. L'hydrolyse, par la baryte, donne 2g,29 de valine, soit un rendement, par rapport à $\overset{*}{C}NK$, de 16,2 %.

Dosage de $\overset{*}{C}_{13}$. Pourcentage en $\overset{*}{C}_{13}$ en excès : 9,36, soit, pour l'atome de $\overset{*}{C}$ un pourcentage de $\overset{*}{C}_{13}$ en excès : $9,36 \times 5 = 46,8$. $\overset{*}{C}NK$ au départ : 46,5. P. M. 117,468; N % : calculé 11,92; trouvé 11,83.

Au cours de notre prochaine opération nous doserons le $\overset{*}{C}_{13}$ dans tous les produits intermédiaires. Ces résultats seront publiés dans une prochaine Note.

Dans les eaux-mères de l'hydantoïne et de la valine nous pensons récupérer un peu d'aminoacide en passant par le sel de cuivre.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Recherches sur les alcools γ-acétyléniques : nouvelle synthèse du pentyne-4 ol-1*. Note (*) de MM. **Raymond Paul** et **Serge Tchelitcheff**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

On ne connaît actuellement qu'un seul alcool γ-acétylénique, le *pentyne-4 ol-1*, préparé en 1932 par R. Lespieau [1], mais malheureusement par une méthode qui ne se prête guère à l'obtention de quantités un peu importantes de produit.

Lorsqu'il eut été établi qu'on pouvait obtenir dans d'excellentes conditions les alcools γ-éthyléniques par action du sodium sur les halogénures de tétrahydrofurfuryle pour le premier terme [2], [3], et sur les halogéno-3 tétrahydropyrannes pour les homologues [4], [5], nous avons essayé de préparer le pentyne-4 ol-1 en appliquant la même réaction au bromo-3 dihydropyranne (I)

(*) Séance du 12 avril 1950.

[1] *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 287.

[2] R. Paul, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 2, p. 745.

[3] R. Paul et H. Normant, *Bull. Soc. Chim.*, 10, 1943, p. 484.

[4] R. Paul et O. Riobé, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 474.

[5] O. Riobé, *Ann. de Chimie*, 4, 1949, p. 594.

composé facilement accessible ([6])

$$\underbrace{CH_2-CH_2-CH_2-CBr{=}CH}_{O} \ (I) \xrightarrow{2Na} \underbrace{CH_2-CH_2-CH_2-CNa{=}CH}_{O} \ (II)$$

$$\rightarrow NaOCH_2-CH_2-CH_2-C{\equiv}CH \ (III)$$

Or, ni le magnésium, ni le sodium, ni le potassium n'agissent sensiblement, au sein de l'éther bouillant. Avec le potassium, et en prenant l'huile de paraffine comme solvant, il se déclenche bien une réaction vers 100°, mais si brutale et si difficile à modérer, qu'il ne se forme pratiquement que des résines. Devant cet échec, nous avons essayé d'obtenir le composé intermédiaire (II) par échange fonctionnel entre (I) et le butyl-lithium, ou le butyl-sodium

$$\underbrace{CH_2-CH_2-CH_2-CBr{=}CH}_{O} + C_4H_9Na \rightleftharpoons C_4H_9Br + \underbrace{CH_2-CH_2-CH_2-CNa{=}CH}_{O}$$

Effectivement, lorsqu'on introduit une solution éthérée de bromo-3 dihydropyranne (0,2 M) dans un excès de butyl-lithium (0,5 M), il se produit une réaction, provoquant l'ébullition de l'éther. Après décomposition par l'eau, on isole un peu d'octane, du bromure de butyle (montrant ainsi la réalité de l'échange), un mélange de bromo-3 dihydropyranne avec un alcool acétylénique vrai, et enfin une fraction passant entre 100 et 110° sous $20^{mm}$.

L'alcool acétylénique est séparé du bromo-3 dihydropyranne par agitation du mélange avec une solution de chlorure cuivreux ammoniacal : le dérivé cuivreux, jaune, qui précipite, répond à la formule $C_5H_7OCu$ (C 40,9; H 5,0; Cu 42,7 % trouvé). Traité par une solution concentrée de cyanure de potassium, ce composé donne un liquide bouillant à 154-155°, que sa composition (C 71,75; H 9,9 % trouvé) et ses constantes ($d_4^{19}$ 0,909; $n_D^{19}$ 1,4432) identifient avec le *pentyne-4 ol-1*. Le rendement est de 42 %.

La phényluréthane de cet alcool (C 71,4; H 6,68; N 7,0 % trouvé) fond à 56°; nous avons vérifié à cette occasion que la phényluréthane d'un échantillon de pentyne-4 ol-1, préparé par la méthode de R. Lespieau, fondait également à 56° (et non à 46°).

De la fraction 100-110° sous $20^{mm}$, on extrait un alcool acétylénique, bouillant à 106° sous $20^{mm}$, que nous n'avons pu identifier de façon certaine, mais que nous pensons être un nonyne-ol en raison de sa composition (C 77,05; H 11,6 % trouvé). Sa phényluréthane fond à 63° (C 74,3; H 8,15; N 5,35 % trouvé) et son α-naphtyluréthane fond à 50° (C 77,4; H 7,25; N 4,85 % trouvé).

Les résultats sont encore bien meilleurs si, dans la réaction précédente, on

---

([6]) R. Paul, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 1, 1934, p. 1397.

emploie au lieu du butyl-lithium, le butylsodium. Sur du sodium (1 at.) finement pulvérisé et recouvert d'éther de pétrole, on verse à — 20°, $1^{cm^3}$ de butanol, puis 0,5 M de chlorure de butyle. Le sodium noircit en s'attaquant superficiellement. Sans attendre qu'il ait entièrement réagi, on laisse réchauffer vers 0° et l'on ajoute, en agitant énergiquement, une solution de bromo-3 dihydropyrane (0,25 M) dans l'éther de pétrole. La réaction se déclenche aussitôt et au bout de 2 heures, le métal a complètement disparu en faisant place à une masse pâteuse, blanc-crème, que l'on décompose par l'eau. Du liquide qui se sépare, on isole alors par simple distillation, le pentyne-4 ol-1 avec un rendement de 80 %.

Un échantillon de $8^g,4$ de ce pentyne-4 ol-1, hydrogéné en présence de nickel Raney (T = 20°; P = 100 at.) a fixé $4510^{cm^3}$ d'hydrogène (théorie $4480^{cm^3}$). L'alcool résultant distille entièrement de 138° à 139°, et sa naphtyl-α-uréthane fond bien à 68°, comme celle de l'alcool amylique normal.

GÉOLOGIE. — *Le Purbeckien dans le chaînon jurassien Montagne des Princes-Gros Foug-Mont Clergeon-Chambotte-Corsuet* (*Savoie, Haute-Savoie*). Note (*) de M. **Pierre Donze**, transmise par M. Maurice Gignoux.

Au-dessus du Portlandien (s. st.) marin, on reconnaît partout un Purbeckien de type jurassien. C'est un complexe de formations lacustres, saumâtres et marines, d'épaisseur fort variable d'un point à un autre. Ces variations de faciès laisseraient penser qu'au Jurassique supérieur ce chaînon anticlinal était déjà individualisé à l'état embryonnaire.

Dans le cadre d'une étude sur les formations limites Jurassique-Crétacé dans le Jura méridional, une série de coupes banc par banc aux différents points de l'anticlinal Montagne des Princes-Gros Foug-Mont Clergeon-Chambotte-Corsuet, compris entre la dépression Chautagne-Lac du Bourget à l'Ouest, et le synclinal de Rumilly à l'Est, m'a fourni de précieux renseignements sur l'ampleur et les modalités de l'émersion purbeckienne dans cette région.

D'une extrémité à l'autre de la chaîne, le Jurassique se termine par des alternances plusieurs fois répétées de formations lacustres, saumâtres et marines. Ici, comme dans tout le Jura, le Purbeckien est un complexe; son épaisseur doit se mesurer entre la première émersion qui termine le Portlandien, et la dernière qui amorce le Valanginien.

Si l'on compare entre elles ces coupes, l'on devrait s'attendre, au moins pour des points rapprochés, à une relative uniformité de faciès. Point du tout : ici, l'épaisseur est considérable; les émersions nombreuses, mais brèves, sont séparées par des épisodes marins francs et prolongés; là, au contraire,

(*) Séance du 12 avril 1950.

les épisodes marins sont rares et brefs; le faciès lacustre est très développé. Tout se passe comme si certains points se trouvaient proches du niveau marin, et par conséquent facilement submergés, alors que les autres n'étaient que rarement envahis par la mer. Or ceux-ci se trouvent précisément au sommet de l'anticlinal et ceux-là sur ses flancs.

Voici deux exemples typiques :

Dans la Cluse du Fier, à 309$^{m}$, sur le flanc Ouest du Gros-Foug, l'exploitation d'une carrière montre actuellement une admirable coupe du Purbeckien. On peut y déceler six émersions et par conséquent six récurrences marines successives. Le faciès lacustre y comporte des marnes et calcaires fins avec Characées (*Gyrogonites* et tiges de *Clavator Reidi* Groves, *Clavator Grovesi* Harris) et petits Gastropodes; le faciès marin, des calcaires compacts, oolithiques, pseudoolithiques ou microbréchiques, avec Foraminifères (Milioles, Textulaires, Rotalidés), Algues (Clypéines) et des calcaires dolomitiques. L'épaisseur totale (50$^{m}$) est l'une des plus fortes connues jusqu'ici dans le Jura. Mais en réalité, si l'on fait la somme des sédiments purement lacustres et saumâtres, le total est faible relativement à l'épaisseur globale des sédiments marins. Le rapport *épaisseur totale des sédiments lacustres* sur *épaisseur totale des sédiments marins* se situe aux environs de 32 %. Il faut noter que l'emploi d'un tel rapport me paraît plus décisif que la considération des épaisseurs absolues, car il évite l'objection de l'étirement local possible des couches : s'il y a eu étirement, les bancs marins ont été affectés comme les bancs lacustres, et le rapport doit, en principe, rester constant.

Par contre, au sommet de l'anticlinal du Gros-Foug (920$^{m}$), à quelques kilomètres de la Cluse du Fier, l'épaisseur totale du Purbeckien n'est que d'environ 18$^{m}$. Mais les émersions sont de longue durée; le faciès lacustre est très développé, avec bancs à plantes et formations charbonneuses. Le rapport précédent est ici de 90 %. D'ailleurs la présence d'un haut-fond marin au Portlandien est déjà mise en évidence par la présence d'un conglomérat rouge de calcaires portlandiens remaniés, conglomérat dont on ne trouve nulle trace à la base des flancs de l'anticlinal.

Bref, ces faits me portent à penser que la chaîne était, dès le Jurassique supérieur, dans un état embryonnaire, sans doute simple ride sous-marine, temporairement émergée. Il convient sans doute d'être prudent; ces observations demandent à être étendues aux autres chaînons jurassiens. Mais des faits analogues ont été récemment signalés par A. Carozzi dans le Jura suisse [1] et une telle coïncidence me paraît difficilement l'effet d'un concours fortuit de circonstances.

---

(1) *Étude stratigraphique et micrographique du Purbeckien dans le Jura suisse. Thèse*, Genève, 1948.

PÉDOLOGIE. — *Paléosols et sols récents de la Brie.*
Note de M. **P. J. J. Franc de Ferrière**, présentée par M. Albert Demolon.

L'examen des sols traduit les variations survenues dans les conditions climatiques.

C'est au sein des sables accumulés par les vents marins, sous la forme d'un système dunaire parallèle au rivage de la mer stampienne sur le fond desséché de l'ancien lac de Brie, que l'on observe les premières formations pédologiques de la Brie. Sous l'influence d'un climat subdésertique très chaud s'est constituée alors, dans le sable perméable du flanc des dunes, une croûte siliceuse illuviale en plaques ou rognons gréseux; on retrouve parfois cette croûte surmontée d'un horizon éluvial de sable quartzeux blanc et, en surface, du sable dunaire jaunâtre non lessivé, roche mère de ce sol subdésertique. Un tel sol en place bien conservé et comportant encore ces trois horizons pédologiques sur grès de Fontainebleau, existe dans la partie basse de la carrière du Tillet, à Luzancy. Les grès illuviaux, d'âge chattien, passent latéralement dans les anciennes dépressions interdunaires, à la surface de roches moins perméables, aux meulières de Beauce.

La forte érosion mio-pliocène provoquée par la surrection de la Brie orientale contemporaine du grand soulèvement alpin, balaye le calcaire de Beauce et accumule au bas de la plate-forme structurale érodée de la Brie les graviers des plateaux qui portent aujourd'hui la Forêt de Sénart et les bois de Sainte-Assise. Puis le Quaternaire inférieur voit se déposer, à la surface de la croûte siliceuse décapée, un premier limon, peut-être déjà d'origine éolienne et glaciaire. Celui-ci apparaît aujourd'hui sous l'aspect d'un limon fin de couleur rouille, zébré verticalement de traces onduleuses d'un blanc verdâtre, auxquelles il doit le nom de *limon panaché*. Ce limon se trouve presque partout surmonté ou mélangé de concrétions ferrugineuses noires, arrondies, dures, formant, au Tillet et à Férolles-Attily en particulier, un véritable horizon d'accumulation ferrique désigné localement sous le nom de *tuf noir*. Il passe latéralement sur meulière (Ferrière-en-Brie) et sur grès (Guignes-Rabutin) à une croûte ferrugineuse continue. Gleyfication et concrétions ferriques sont les souvenirs d'un climat chaud, à saisons alternantes pluvieuses et sèches, datant, semble-t-il, de la période interglaciaire Mindel-Riss. Ce limon inférieur porte les forêts mouilleuses de bordure des plateaux briards (Armainvilliers, Valence, La Traconne).

La glaciation rissienne est marquée par de très fortes solifluctions qui entraînent sur les pentes des vallées récemment creusées les blocs de meulière et de grès démantelés par le gel et empaquetés de limon panaché, ainsi que par le dépôt du *lœss ancien*, que l'on observe le plus souvent sous l'aspect de *limon doux à points noirs* (Courpalay).

A l'Interglaciaire Riss-Würm, sous un climat à nouveau assez chaud et humide, se produit l'altération superficielle du lœss ancien en *limon fendillé* rougeâtre, partiellement remanié par les eaux sous forme colluvialeou par solifluction ultérieure.

La glaciation würmienne voit, sous un climat steppique sec et froid, le dépôt éolien des lœss récents ou *ergerons*, partiellement calcaires, de couleur jaune, interrompus par des lits de cailloutis de solifluction qui descendent se mêler superficiellement aux graviers anciens de Basse-Terrasse.

Au Post-Glaciaire, sous l'influence d'un climat tempéré humide et sous végétation forestière, l'ergeron est presque entièrement décalcifié, donnant naissance à la *terre à brique supérieure*, que l'on observe sous deux faciès, l'un éluvial et l'autre colluvial. Celle-ci constitue aujourd'hui, sur les plateaux, sous la forme de sols bruns plus ou moins lessivés, les meilleures terres à blé et à betteraves de la Brie française (Lieusaint). Les limons fendillés anciens, deux fois lessivés à l'Interglaciaire Riss-Würm d'abord, au Post-Glaciaire ensuite, sont couverts de sols battants de type podzolique nécessitant en culture un drainage plus serré que les limons supérieurs (Mortcerf).

Les anciennes dunes stampiennes portant encore, sous forme de blocs de grès épars, les restes de leur croûte siliceuse tertiaire démantelée par les solifluctions quaternaires, sont généralement couvertes de boqueteaux forestiers secs qui dominent le paysage briard (Sivry-Courtry). Leurs sables, souvent teintés en surface par mélange de limon panaché, viennent, par entraînement colluvial, alléger superficiellement les limons des plateaux d'alentour. Enfin, l'érosion récente des pentes et des têtes des vallées, creusant les calcaires bartoniens et sannoisiens, élargit constamment les boutonnières de sols jeunes rendziniformes dont les colluvions de bas de pente rejoignent les alluvions modernes plus ou moins calcaires des vallées.

GÉODÉSIE. — *Nouvelles déterminations de l'intensité de la pesanteur en Algérie, au Maroc et au Sahara.* Note (*) de M. **Jean Lagrula**, présentée par M. Pierre Lejay.

Les résultats présentés, avec les notations usuelles, dans le tableau ci-contre, ont été obtenus au moyen du pendule Holweck-Lejay de l'Observatoire d'Alger au cours de plusieurs campagnes effectuées en 1948 et 1949 : leur objet était surtout le perfectionnement de l'étalonnage instrumental et du réseau des bases gravimétriques de l'Afrique du Nord. Cependant des stations nouvelles, celles de notre tableau, ont été occupées. En ce qui concerne l'Algérie, les dernières lacunes du réseau général ont été comblées.

---

(*) Séance du 27 mars 1950.

(1) *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 18.

| Stations. | Longitude Greenwich. | Latitude. | Altitude. | $g$. | $g_0$. | $g''_0$. | $\gamma'_0$. | $g_0-\gamma''_0$. | $g''_0-\gamma'_0$. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | ° ′ | ° ′ | m | gals | gals | gals | gals | mgals | mgals |
| Djanet | 9 29 Est | 24 33 | 1100 | 978,662 | 979,002 | 978,878 | 978,939 | + 63 | — 61 |
| Ghat | 10 10,5 | 24 58 | 750 | 978,772 | 979,004 | 978,919 | 978,967 | + 37 | — 48 |
| Fort-Flatters | 6 50 | 28 08 | 320 | 979,071 | 979,170 | 979,134 | 979,195 | — 25 | — 61 |
| Oued Kheir | 0 22,7 | 35 57,1 | 239 | 799 | 873 | 846 | 827 | + 46 | + 19 |
| Bouguirat | 0 15,3 | 35 45,2 | 78 | 805 | 829 | 821 | 810 | 19 | + 11 |
| Mendez | 0 52,0 | 35 39,0 | 476 | 697 | 844 | 790 | 801 | 43 | — 11 |
| Ammi Moussa | 1 07,0 | 35 52,0 | 181 | 776 | 832 | 811 | 819 | 13 | — 8 |
| Oued Tarhia | 0 38,2 | 36 00,4 | 51 | 819 | 835 | 829 | 831 | 4 | — 2 |
| Paul-Robert | 0 55,4 | 36 14,9 | 550 | 775 | 945 | 883 | 852 | 93 | + 31 |
| Fromentin | 1 08,2 | 36 19,4 | 510 | 786 | 943 | 886 | 859 | 84 | + 27 |
| Hanoteau | 1 26,0 | 36 21,0 | 447 | 811 | 949 | 898 | 861 | 88 | + 37 |
| Masséna | 1 16,5 | 36 01,6 | 152 | 805 | 852 | 835 | 833 | 19 | + 2 |
| Lamartine | 1 33,3 | 36 06,8 | 223 | 800 | 869 | 844 | 841 | 28 | + 3 |
| Tacheta | 1 36,2 | 36 21,9 | 866 | 714 | 981 | 883 | 862 | 119 | + 21 |
| La Platrière | 1 49,7 | 36 20,6 | 510 | 783 | 940 | 882 | 860 | 80 | + 22 |
| Pont-du-Caïd | 2 12,4 | 36 07,3 | 375 | 760 | 876 | 833 | 841 | 35 | — 8 |
| Cap Sigli | 4 45,6 | 36 53,8 | 31 | 975 | 984 | 981 | 908 | 76 | + 73 |
| Oued Marsa | 5 14,7 | 36 38,1 | 58 | 909 | 958 | 940 | 885 | 73 | + 55 |
| El Mahad | 5 53,2 | 36 34,9 | 620 | 756 | 948 | 878 | 881 | 67 | — 3 |
| El Arrouch | 6 50,4 | 36 39,3 | 139 | 874 | 917 | 902 | 887 | 30 | + 15 |
| Condé-Smendou | 6 42,7 | 36 32,0 | 542 | 760 | 927 | 866 | 877 | 50 | — 11 |
| Pierre-Curie | 5 54 | 35 36 | 912 | 591 | 872 | 769 | 797 | 75 | — 28 |
| Zemmorah | 4 51,0 | 36 16,2 | 950 | 636 | 929 | 822 | 854 | 75 | — 32 |
| Bordj Boni | 4 33,4 | 36 15,6 | 1157 | 590 | 947 | 817 | 853 | 94 | — 36 |
| Oran III | 0 39,2 Ouest | 35 42,8 | 2 | 868 | 872 | 872 | 806 | 66 | + 66 |
| Taforalt | 2 24,4 | 34 48,7 | 775 | 563 | 805 | 718 | 730 | 75 | — 12 |
| Casablanca | 7 36,6 | 33 34,3 | 14 | 665 | 669 | 668 | 626 | 43 | + 42 |
| Marrakech II | 8 00,8 | 31 38,1 | 457 | 331 | 472 | 421 | 468 | 4 | — 47 |
| Mogador | 9 46,4 | 31 30,9 | 5 | 501 | 502 | 502 | 458 | 44 | + 44 |
| Agadir | 9 37,9 | 30 25,8 | 25 | 359 | 367 | 364 | 372 | — 5 | — 8 |
| Taroudant | 8 52,7 | 30 28,5 | 250 | 299 | 376 | 347 | 375 | + 1 | — 28 |
| Aoulouz | 8 07,9 | 30 43,2 | 795 | 180 | 426 | 336 | 394 | 32 | — 58 |
| Taliouine | 7 54,6 | 30 31,3 | 930 | 116 | 403 | 298 | 379 | 24 | — 81 |
| Tazenakht | 7 12,2 | 30 35,0 | 1400 | 066 | 498 | 340 | 384 | 114 | — 44 |
| Ouarzazate | 6 55,3 | 30 55,4 | 1120 | 130 | 476 | 349 | 411 | 65 | — 62 |
| Kalaa des Mgouna | 6 08,3 | 31 14,3 | 1420 | 044 | 483 | 322 | 436 | 47 | —114 |
| Tinerirh | 5 31,6 | 31 31,3 | 1280 | 107 | 502 | 358 | 458 | 44 | —100 |
| Tinjdad | 5 01,8 | 31 30,9 | 995 | 182 | 489 | 377 | 458 | 31 | — 81 |
| Ksar-es-Souk | 4 25,1 | 31 56,2 | 1020 | 203 | 518 | 403 | 492 | 26 | — 89 |
| Bou-Anane | 3 03,1 | 32 02,4 | 845 | 261 | 522 | 426 | 500 | 22 | — 74 |
| Bou-Arfa | 1 57 | 32 34,5 | 1190 | 240 | 607 | 473 | 544 | 63 | — 71 |
| Mengoub | 2 14 | 32 15,6 | 1020 | 241 | 556 | 441 | 518 | 38 | — 77 |
| Gourrama | 4 05,1 | 32 20,2 | 1360 | 191 | 611 | 457 | 524 | 87 | — 67 |
| Rich | 4 30,2 | 32 15,5 | 1475 | 175 | 630 | 464 | 518 | 112 | — 54 |
| Midelt | 4 44,4 | 32 40,9 | 1480 | 171 | 628 | 461 | 552 | 76 | — 91 |
| Aguelmane de Sidi-Ali | 4 59,8 | 33 05,1 | 2075 | 100 | 740 | 507 | 585 | 155 | — 78 |
| Ifrane | 5 07,2 | 33 31,0 | 1638 | 277 | 782 | 597 | 621 | 161 | — 24 |
| Beni-Draar | 1 57,8 | 34 48,8 | 455 | 633 | 773 | 722 | 730 | 43 | — 8 |
| Berguent | 2 01,5 | 34 00,8 | 935 | 419 | 708 | 602 | 662 | 46 | — 60 |
| Tendrara | 2 00,0 | 33 03,1 | 1455 | 223 | 672 | 508 | 583 | 89 | — 75 |
| Safi | 9 14,5 | 32 18,2 | 56 | 559 | 576 | 570 | 521 | 55 | + 49 |
| Mazagan | 8 30,4 | 33 15,1 | 1 | 640 | 640 | 640 | 599 | 41 | + 41 |
| Agdz | 6 26,9 | 30 41,8 | 952 | 151 | 445 | 337 | 392 | + 53 | — 55 |
| Tanger I | 5 48,8 | 35 46,5 | 64 | 742 | 762 | 755 | 811 | — 49 | — 56 |
| Tanger II | 5 48,0 | 35 47,3 | 2 | 979,753 | 979,753 | 979,753 | 979,813 | — 60 | — 60 |

La plupart des 31 dernières stations (Oran, et Maroc) ont été occupées par d'autres observateurs (Clariond, Lejay, Marti, Roux) et doivent être considérées comme des bases. L'étalonnage de notre instrument reposait jusqu'à maintenant sur un ensemble de bases nombreuses mais imparfaitement cohérentes.

Reconsidérant cet étalonnage grâce à la sélection, parmi les bases utilisées, de celles qui ont été rattachées au système défini par les mesures de J. Martin [1], j'ai été conduit à retoucher la constante K qui relie les variations de $g$ aux variations de la période d'oscillation T par la formule

$$\Delta g = K\,\Delta\left(\frac{1}{T^2}\right).$$

Une campagne nord-africaine effectuée en 1949 par P. Lejay a confirmé cette correction. Cependant une légère incertitude semble subsister pour les faibles valeurs de $g$ : elle atteindrait 3 ou $4^{\text{mgal}}$ vers $g = 979.000$. Il se pourrait que la formule précédente, linéaire en $\Delta g$, doive être pourvue d'un petit terme du deuxième ordre; mais ce problème ne peut pas être considéré comme résolu. Pour le moment, j'ai conservé, dans le tableau ci-contre, mon ancien système, où $g = 979.920$ à Bouzaréa, base fondamentale d'Algérie, et $g = 979.570$ à Bev-Rechid, base fondamentale du Maroc, valeurs qui, dans le nouveau système, deviendraient respectivement 979.917 et 979.563, en excellent accord avec les résultats de P. Lejay et de Reignier.

Certaines altitudes sont fort incertaines et devront être révisées, notamment celles des trois stations du Sahara central et celles de plusieurs stations marocaines.

PHARMACOLOGIE. — *Recherches dans la série des analgésiques : esters d'amino-alcools.* Note (*) de MM. **Jean Bertrand** et **Albert Lespagnol**, présentée par M. Marcel Delépine.

Des esters d'amino-alcools répondant aux formules

$$(C_6H_5)_2C(O.CO.CH_3).CHR—N(CH_3)_2 \qquad R = H \quad \text{ou} \quad C_6H_5$$

et

$$(C_6H_5)_2.C(O.CO.CH_3)—CH_2—CH_2—N(CH_3)_2$$

ont été préparés. Le dernier est analgésique.

Dans une Note antérieure [1] nous avons décrit la préparation de quelques amino-alcools présentant certaines analogies structurales avec des analgésiques centraux tels que la diphényl-éthylamine, la β-péthidine, la métadone, en

(*) Séance du 3 avril 1950.

(1) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 658.

particulier des dérivés du type

$$(C_6H_5)_2-\underset{\displaystyle OH}{\underset{|}{C}}-\underset{\displaystyle N{<}^{R}_{R}}{\underset{|}{CH}}-C_6H_5 \qquad R = CH_3 \quad \text{ou} \quad C_2H_5$$

Il nous a paru intéressant d'étudier certains esters apparentés à cette série. Nous avons, dans cet ordre d'idées, préparé l'ester acétique (A). Ce dérivé s'étant montré inactif, nous avons alors pensé supprimer le radical $C_6H_5$, placé en $\alpha$, du groupement aminé tertiaire (dérivé B).

OC — C — $CH_2$ ; $H_3C—CH_2$ ; CH—$CH_3$ ; N—$CH_3$ ; $CH_3$

Métadone.

O — C — CH—$C_6H_5$ ; $H_3C—CO$ ; N—$CH_3$ ; $CH_3$

(A)

O — C — $CH_2$ ; $CH_3—CO$ ; N—$CH_3$ ; $CH_3$

(B).

O — C — $CH_2$ ; $CH_3—CO$ ; $CH_2$ ; N—$CH_3$ ; $CH_3$

(C)

Les travaux réalisés sur la métadone ont montré, en effet, que la nature des substituants en cette position peut avoir une influence considérable sur l'activité analgésique. Enfin, dans le dérivé (C), l'analogie structurale est encore plus évidente puisque la distance entre l'atome d'azote et l'atome de carbone porteur des deux radicaux phényl est la même que dans la métadone.

Les esters en question ont été préparés en faisant réagir le bromure de phényl-magnésium sur les cétones suivantes : diméthylamino-désoxybenzoïne (dérivé A), ω-diméthylaminoacétophénone (dérivé B), ω-diméthylaminopropiophénone (dérivé C). Le complexe magnésien obtenu est alors mis en contact pendant 12 heures, à la température ordinaire, avec de l'anhydride acétique en léger excès. On traite ensuite par l'acide chlorhydrique dilué et glacé, et après séparation de la couche éthérée, on alcalinise la solution aqueuse chlorhydrique par l'ammoniaque en présence de chlorure d'ammonium. La base, extraite par l'éther, est recristallisée de l'éthanol.

*Dérivé* A. — Ester acétique du diméthylamino-2, phényl-2, diphényl-1.1, éthanol-1 ($C_{24}H_{25}O_2N$), F123°; chlorhydrate, F97-100°.

*Dérivé* B. — Ester acétique du diméthylamino-2, diphényl-1.1, éthanol-1 ($C_{18}H_{21}O_2N$), non cristallisé; chlorhydrate, F182-183°.

*Dérivé* C. — Ester acétique du diméthylamino-2, diphényl-1.1, propanol-1 ($C_{19}H_{23}O_2N$), F106°; chlorhydrate, F203°.

L'étude pharmacodynamique a montré :

*pour le dérivé* A : une absence totale de pouvoir analgésique;

*pour le dérivé* B : une activité faible bien inférieure à celle du dolosal (ester éthylique de l'acide méthyl-1, phényl-4 pipéridine carbonique);

*pour le dérivé* C : une activité très nette intermédiaire entre celle du dolosal et celle de la morphine.

La séance est levée à 15h35m.

R. C.

---

## *ERRATA.*

(*Comptes rendus* du 27 mars 1950.)

Note présentée le 20 mars 1950, de M. *Édouard Regenstreif*, Rayons principaux pour une famille de lentilles et de miroirs électroniques :

Page 1263, 3e ligne, *au lieu de* $\frac{\beta z_0}{\zeta}$, *lire* $\frac{\beta z_0}{3}$.

» » sur la figure, en haut et à gauche, *au lieu de* $x =$, *lire* $x = -$

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

---

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE MARS 1950 (*suite*).

*Pontificia Academia scientiarum. Commentationes;* Anno II. Vol. II, nº 2 : *Saggio di una teoria generale dell' equilibrio elasto-plastico;* Nº 8 : *Incrudimento ed isteresi elastica nel quadro della nuova teoria dell' equilibrio elasto-plastico;* Nº 12 : *La statica dei corpi elasto-plastici;* Anno III. Vol. III, nº 1 : *Su la resistenza alla flessione in regime elasto-plastico;* Nº 9 : *Risoluzione grafica generale del problema della flessione in regime elasto-plastico;* Anno VII. Vol. VII, nº 11 : *Camillo Guidi;* Anno VIII. Vol. VIII, nº 7 : *Teoria e calcolo delle travi con armature preventivamente tese,* par GUSTAVO COLONNETTI. Roma ; 7 fasc. 24cm,5.

Id. *Acta.* Anno III. Vol. III, nº 4 : *Saggio su la resistenza dei materiali in regime plastico (il problema del gancio);* Nº 8 : *Contributo alla teoria delle trazi inflesse in stato di coazione;* Anno IV. Vol. IV, nº 2 : *Teoria e calcolo delle travi con armature preventivamente tese ;* Nº 8 : *Di un nuovo procedimento per la messa in tensione delle armature nelle strutture in cemento armato ;* Nº 9 : *Stati di coazione da armature incrociate ;* Nº 17 : *Teoria e calcolo delle travi con armature preventivamente tese (Il problema della sezione parzializzata) ;* Nº 19 : *Elasticità e resistenza di travi con armature preventivamente tese ;* Nº 21 : *Teoria e calcolo delle travi con armature preventivamente tese (Il proporzionamento dell' armatura) ;* Anno V, Vol. V, nº 18 : *Al di là dei limiti della teoria classica dell' elasticità;* Anno VI. Vol. VI, nº 7 : *Su di un caso caratteristico di rinforzo di una Volta sottile;* Nº 8 : *La statica delle cupole cerchiate ;* Nº 21 : *Sul problema della flessione composta in regime elasto plastico ;* Nº 23 : *Serbatoi sferici a suspensione funicolare;* Nº 24 : *Deformazioni plastiche e deformazioni viscose;* Nº 31 : *Il problema dei margini di sicurezza nelle strutture iperstatiche in stato di coazione;* Nº 36 : *Teoria e calcolo delle travi con armature preventivamente tese (Il problema dei margini di sicurezza),* par GUSTAVO COLONNETTI. Roma ; 16 fasc. 24cm,5.

*Catalogue des types de poissons du Muséum national d'histoire naturelle.* Première partie : *Cyclostomes et Sélaciens;* Deuxième partie : *Dipneustes, Chondrostéens, Holestéens, Isospondyles;* Troisième partie : *Ostariophysaires (Characiniformes, Gymnotiformes),* par LÉON BERTIN. Extraits du *Bulletin du Muséum,* 2e série. T. XI, nº 1, 1939 et T. XII, nº 6, 1940.

*Hommage à René Maire,* par ROGER HEIM. Extrait des *Comptes rendus mensuels des séances de l'Académie des sciences coloniales,* du 6 janvier 1950. Paris, Académie des sciences coloniales ; 1 fasc. 25cm.

*Hommage à Émile Boudier,* par ROGER HEIM. Extrait du *Supplément* à la Revue mycologique. T. XIV, nº 2, 1949. Paris, Laboratoire de cryptogamie du Muséum; 1 fasc. 24cm.

*Étude anatomique du mouvement du cœur et du sang chez les animaux,* par GUILLAUME HARVEY. *Aperçu historique* et *traduction française,* par CHARLES LAUBRY. Paris, G. Doin et Cie, 1950; 1 vol. 21cm.

*Symposium of Papers on the quantum Theory of X-Ray reflection,* and *The Raman reflections of X-Rays in crystal,* by Sir CHANDRASEKHARA VENKATA RAMAN. Bangalore, Proceedings of the Indian Academy of sciences, 1941; 1 vol. 25cm.

*Symposium of Papers on the structure and Properties of Diamond*, by CHANDRASEKHARA VENKATA RAMAN. Bangalore Proceedings of the Indian Academy of sciences, 1944; 1 vol. 25cm.

*Sphagnologische studien in Tiveden*, von ELIAS MELIN, in *Arkiv för Botanik*, Band 13, nº 9. Uppsala, Almqvist et Wiksells Boktryckeri AB, 1913; 1 fasc. 20cm,5.

Svensk Botanisk Tidskrift, Bd 9, 1915: *Die Sporogenese von Sphagnum squarrosum* Pers. *Nebst einigen Bemerkungen über das Antheridium von Sphagnum acutifolium*; Bd. 10, 1916 : *Über das Archegonium von Sphagnum squarrasum* Pers; Bd. 13, 1919 : *Sphagnum Angermanicum* n. sp.; Bd 15, 1921 : *Über die Mykorrhizenpilze von Pinus silvestris L. und Picea Abies (L.) Karst;* Bd 16, 1922 : *Untersuchungen über die Larix-Mykorrhiza.* I. *Synthese der Mykorrhiza in Reinkultur* ; Bd. 16, 1922 : *Erwiderung auf Peklos Berichtigung;* Bd 17, 1923 : *Experimentelle untersuchungen über die Birken- und Espenmykorrhizen und ihre Pilzsymbionten;* Bd 18, 1924 : *Die Phosphatiden als Ökologischen Faktor in Boden;* Bd 19, 1925 : *Untersuchungen über die Larix-Mykorrhiza* II, *zur weiteren kenntnis des Pilzsymbionten;* Bd 26, 1932 : *Eine methode zur beseitigung von Bakterien bei kulturversuchen und Pilzen* von ELIAS MELIN ; Bd 35, 1941 : *Morchella conica pers., ein aneurin-autotropher Pilz*, von ELIAS MELIN und GUNHILD MIDEN ; Bd 36, 1942 : *Über dein Einfluss der Pyrimidin-und der thiazol komponente des aneurins auf das wachstum von Wurzelpilzen*, von ELIAS MELIN und BIRGITTA NORKRANS. Uppsala, Almqvist & Wiksells Boktryckeri AB ; 12 fasc. 24cm.

*Studier över de Norrländska myrmarkernas vegetation med särskild Hänsyn Till deras Skogsvegetation efter torrlägning*, av ELIAS MELIN. Uppsala, Almqvist & Wiksells Boktryckeri AB, 1917; 1 vol. 27cm.

*Kalorimetrische Untersuchungen über Humus und Hunifizierung*, von ELIAS MELIN und SVEN ODÉN. Berlin, Wien, 1920; 1 fasc. 24cm.

Extraits de *Berichten der Deutschen Botanischen gesellschaft*, 1922, Band XL, heft 1 : *Ultramikroskopiche mikroben im Walboden ;* Heft 3 : *Boletus-Arten als Mykorrhizen-pilze der Waldbäume*, von ELIAS MELIN. Berlin, Gebrüder Borntrœger, 1922 ; 2 fasc. 24cm,5.

*Botaniska Notiser*, 1924 : *Zur Kenntnis der mikorrhizapilze von Pinus montana Mill*, et *Über den Einfluss der Wasserstaffionenkonzentration auf die virulenz der Wurzel-pilze von Kiefer und Fichte*, von ELIAS MELIN; 2 fasc. 22cm.

Id. 1939. — *Über den Einfluss von Aneurin und Biotin auf das Wachstum einiger Mykorrhizenpilze*, von ELIAS MELIN und GÖSTA LINDEBERG ; 1 fasc. 24cm.

*Sonderabdruck aus Mykologische Untersuchungen und Berichte : Experimentelle Untersuchungen über die konstitution und Ökologie der Mykorrhizen von Pinus silvestris L. und Picea Abies (L.) Karst*, von ELIAS MELIN. Cassel, Akdiengesellschaft für Druck und verlag vorm. Gebr. Gotthelft, 1923; 1 vol. 26cm,5.

*(à suivre.)*